

**BEOBACHTUNG DES CRAB
IM HARTEN RÖNTGENLICHT**

Dissertation der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von Günther Hasinger
aus Oberammergau

München, den 9. Januar 1984

**BEOBACHTUNG DES CRAB
IM HARTEN RÖNTGENLICHT**

Dissertation der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von Günther Hasinger
aus Oberammergau

München, den 9. Januar 1984

1. Gutachter: Prof. Dr. Joachim Trümper

2. Gutachter: Prof. Dr. Rolf Kudritzki

Tag der mündlichen Prüfung: 21.5.84

Zusammenfassung

Das neue, vergrößerte Ballon-Experiment für astronomische Beobachtungen im harten Röntgenbereich (HEXE) hat bislang drei Flüge unternommen, im Mai 1980 und September 1981 von Palestine/Texas und im November 1982 von Uberaba/Brasilien aus. Die Vorbereitung und Durchführung der Ballon-Kampagnen sowie die wissenschaftliche Auswertung der Daten wurden in einer Kollaboration zwischen dem Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik (MPE) und dem Astronomischen Institut Tübingen (AIT) durchgeführt.

Der erste Teil der vorliegenden Dissertation stellt die Ballongondel sowie die verschiedenen eingebauten Detektorsysteme vor und beschreibt das Verhalten der Instrumente während der drei Ballon-Flüge.

Im weiteren Verlauf beschäftigt sich die Arbeit mit Messungen am Crab-Supernovaüberrest, die in den Flügen 1980 und 1981 gewonnen wurden. Wegen ihrer hohen Qualität bestreitet dabei den Löwenanteil die Beobachtung während des Fluges 1981:

Aufgrund der großen verfügbaren Detektor-Fläche (ca. 2200 cm^2) stellt das Crab-Gesamtspektrum aus dem Flug 1981 unter den bislang im harten Röntgenbereich veröffentlichten Spektren dasjenige mit der größten statistischen Signifikanz dar. In dem gemessenen Potenz-Spektrum zeichnet sich bei $82 \pm 8 \text{ keV}$ deutlich ein Knick ab. Der Unterschied im Spektralindex vor und nach diesem Bruch beträgt 0.49 ± 0.11 . Auch in dem vom Beitrag des Pulsars bereinigten Nebelspektrum wird der früher gefundene Knick bei etwa 80 keV bestätigt. Seine Parameter können durch die Kombination der besten bisher verfügbaren Messungen im Hochenergie-Bereich (20 keV - 2 GeV) nun genauer bestimmt werden. Der Knick liegt bei $80.8 \pm 4.0 \text{ keV}$, der Spektralindex ändert sich dabei um 0.54 ± 0.06 .

Die Pulsar-Analyse ergibt ein sehr starkes Signal bei der extrapolierten Radio-Periode. Die Lichtkurve zwischen 30 und 80 keV ist dabei signifikant schärfer, als andere Messungen im harten Röntgenbereich zeigten. Eine Suche nach den im Radiobereich häufigen Riesen-Pulsen ergab eine obere Grenze von 0.4% (3-Sigma) für ihren Beitrag zur gesamten gepulsten Intensität.

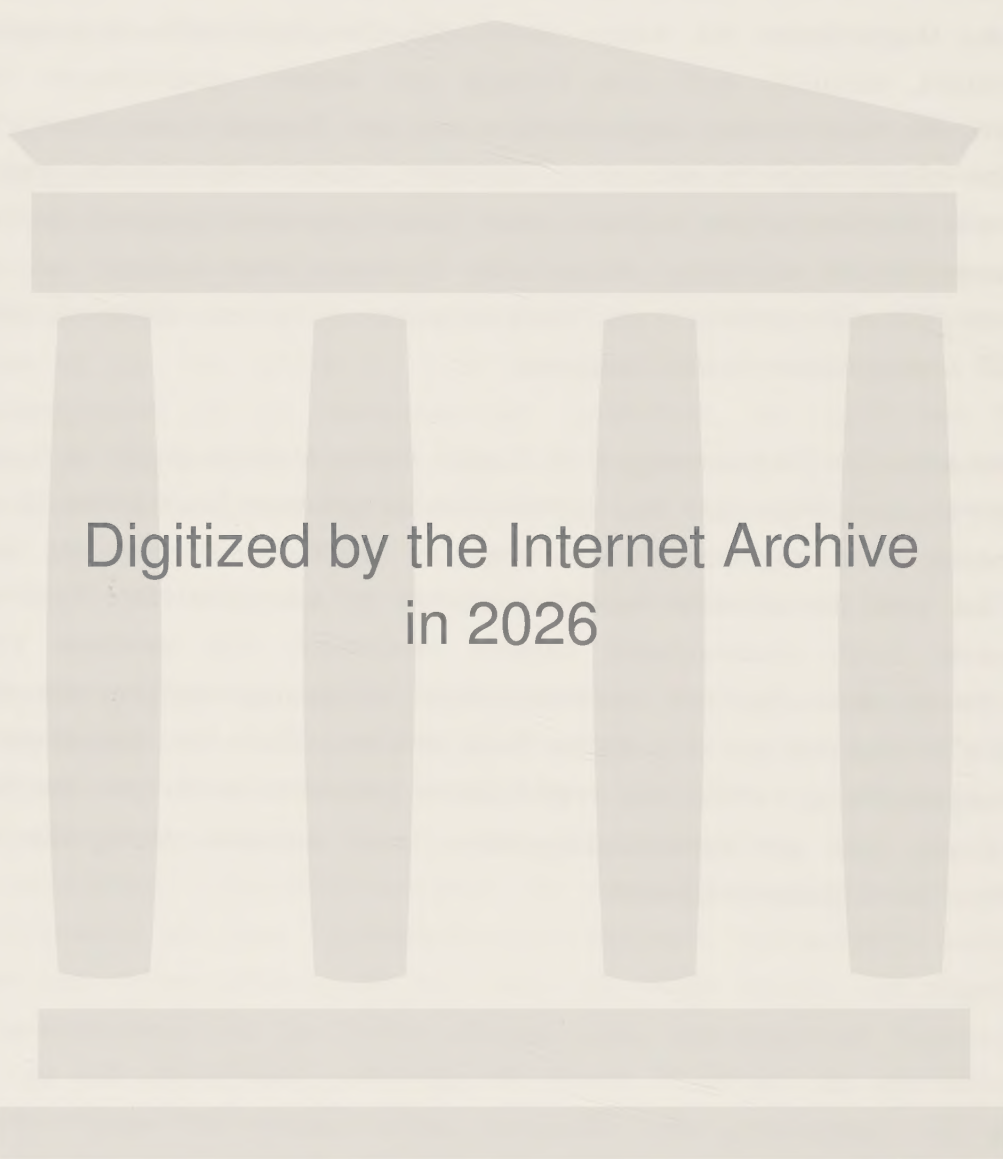
Das zeitlich gemittelte Hochenergie-Spektrum des Pulsars (4keV-800MeV) weist bei 63_{+30} keV einen Knick mit einer Änderung des Spektralindex von $0.47_{+0.045}$ auf. Für eine scharfe Emissionslinie bei 77keV im gepulsten Spektrum ergibt sich aus den HEXE-Daten eine obere Grenze (99%) von $1.0 \cdot 10^{-3}$ Photonen/cm² sec, d.h. etwa einen Faktor 3-4 niedriger als früher veröffentlichte Linienflüsse. Auf einer Zeitskala von 5 Minuten lassen sich keine signifikanten Variationen des Pulsar-Spektrums (20-200keV) erkennen.

Feiner unterteilte Pulsphasen-Spektren zeigen eine systematische Variation der Spektralindizes mit der Phase in dem Sinne, daß die Spektren im Zwischenpuls-Bereich härter sind als die der beiden Pulse. Diese Modulation hat in den HEXE-Daten eine höhere Amplitude als bei den im gleichen Spektralbereich mit schlechterer Zeitauflösung gewonnenen Datenvon HEAO-1. Die Amplitude der Variation ist der von OSO-8 bei 4-50 keV gefundenen vergleichbar. Das Zwischenpulsspektrum ist im Röntgenbereich gekrümmt, wie auch von HEAO-1 gemessen. In Kombination mit der von COS-B gefundenen Zwischenpulsemission können jedoch die aufgrund der HEAO-1-Messungen vorgeschlagenen, thermischen Spektren ausgeschlossen werden. Als beste Anpassung bleibt ein Potenz-Gesetz, das bei 41_{+10} keV abknickt. Die Änderung des Spektralindex ist dabei $1.07_{+0.11}$.

Zur Untersuchung der spektralen Abhängigkeit der Pulsform sowie deren analytischer Repräsentation werden im Kapitel 8 an die Lichtkurven aus verschiedenen Spektralbereichen asymmetrische modifizierte Lorentz-Kurven angepaßt, die im allgemeinen die gemessenen Profile sehr gut wiedergeben. Ohne die Annahme einer zusätzlichen Emissionskomponente für den Zwischenpulsbereich wird die vom Infraroten bis zum Hochenergie-Gammabereich beobachtete Lichtbrücke zwischen den Pulsen allein durch die Flügel der Pulse erklärt, die augenscheinlich charakteristisch für die Pulsar-Emission sind. Die einzelnen Pulsform-Parameter, wie z.B. die relative Intensität der beiden Pulse und die ansteigende und abfallende Flanke des zweiten Pulses, verändern sich systematisch mit der Frequenz und zeigen im harten Röntgenbereich Extremwerte. Insbesondere variiert dabei die relative Intensität der Zwischenpuls-Emission im gleichen Sinn mit der Photonenenergie wie das Verhältnis von Puls 2 zu Puls 1 - eine Tatsache, die einen speziellen Emissionsmechanismus im Röntgenbereich nicht allein für die Lichtbrücke, sondern für den gesamten zweiten Puls vermuten läßt.

Die zwei Pulse im Phasenabstand 0.4 mit ihren charakteristischen Flügeln und ihrer Polarisation sowie die Form zumindest des phasengemittelten Pulsar-Spektrums favorisieren ein Modell, in dem die beiden Pulse durch Synchrotron-Strahlung über einem einzigen Magnetpol eines rotierenden Neutronensterns entstehen. Dies geschieht in Instabilitätsgebieten in der Magnetosphäre unweit des Lichtzylinders, wo sich der Plasmadruck der nach außen laufenden Teilchen und der Druck des Magnetfeldes die Waage halten. Die charakteristische Doppelpulsstruktur entsteht dadurch, daß sich entlang der letzten geschlossenen Magnetfeldlinien, die sich in der Magnetosphäre wie der Trichter einer Trompete öffnen, eine ringförmige Emissionszone ausbildet, deren relativistisch gebündeltes Strahlprofil den Beobachter während einer Rotationsperiode zweimal überstreicht. Der Phasenabstand der beiden Pulse ließe in diesem Modell direkt auf den Abstand der Emissionsgebiete vom Neutronenstern schließen. Demnach sollte er etwa 0.7 Lichtzylinder-Radien betragen.

Aus geometrischen Betrachtungen im Lichte dieses Modells ergibt sich, daß die auf den zweiten Puls und die Lichtbrücke ausgedehnte zusätzliche Emissionskomponente im Röntgenbereich den gesamten geöffneten Bereich der Magnetosphäre bis zum Lichtzylinder ausfüllen könnte; ihr asymmetrisches Erscheinungsbild würde durch relativistische Effekte verursacht. Das spektrale Verhalten dieser Komponente läßt sich qualitativ durch Krümmungsstrahlung des relativistischen e^+e^- -Plasmas aus dem Pulsar-Wind erklären. Falls die Interpretation als Krümmungsstrahlung richtig ist, ergibt deren Intensität relativ zu der Synchrotronstrahlung aus den Instabilitätsgebieten eine indirekte Meßgröße für die Geometrie der Emissionsregionen.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555209_0018

Beobachtungen des CRAB im harten Röntgenlicht

	Seite
<u>1. Einleitung</u>	1
1.1 Der Crab	1
1.2 Pulsare	2
<u>2. Das Ballonexperiment</u>	7
2.1 Die Detektoren	7
2.2 Die Ballongondel	13
2.3 Die Ballon-Flüge	16
<u>3. Korrekturfaktoren</u>	17
3.1 Kollimatoren	17
3.2 Geometrische Wichtfaktoren	18
3.3 Absorptions-Schichten	20
3.4 Detektor-Ansprechvermögen	22
3.5 Totzeit	26
3.6 Zeitkorrekturen	26
<u>4. Gesamtspektrum des Supernovaüberrests</u>	29
4.1 Das Phoswich-Spektrum 1981	30
4.2 Das Halbleiter-Spektrum 1980	33
<u>5. Pulsaranalyse</u>	37
5.1 Periodensuche	37
5.2 Lichtkurven	38
5.3 Suche nach "Giant Pulses"	40
<u>6. Pulsphasenspektroskopie</u>	43
6.1 Phasendefinition	43
6.2 Das Pulsar-Spektrum	44
6.3 Die Variation des Spektralindex	49
6.4 Das Zwischenpulsspektrum	51
<u>7. Das Nebelspektrum</u>	55
<u>8. Pulsformanalyse</u>	57
8.1 Methode	57
8.2 Die Lichtkurve im harten Röntgenbereich	58
8.3 Lichtkurven anderer Spektralbereiche	61
<u>9. Diskussion</u>	67
<u>10. Zur Theorie des Crab-Pulsars</u>	75
10.1 Pulsar-Magnetosphäre	75
10.2 Plasma in der Nähe des Lichtzylinders	79
10.3 Relativistische Kompression	83
10.4 Polarisierung	86
10.5 Das Trompeten-Modell	87
10.6 Der Zwischenpuls und das Trompeten-Modell	91
<u>11. Literaturverzeichnis</u>	97

Verzeichnis der Abbildungen

Abb.	Titel	Seite
1	Die Ballongondel HEXE	
2	Das Röntgen-Ballonexperiment	5
3	Schnitt durch einen Phoswich-Block	7
4	Quelle und Hintergrund Phoswich Crab 1981	8
5	Schnitt durch den Halbleiter-Detektor	9
6	Hintergrundsspektren des Halbleiter-Detektors	10
7	Linien-Sensitivität des Ballonexperimentes	13
8	Die Beobachtung des Crab 1981	20
9	Die Fenster des Röntgenteleskops	21
10	Energieverlustprozesse im Germanium-Detektor	24
11	Crab-Gesamtspektrum Phoswich 1981	32
12	Crab-Gesamtspektrum Halbleiter 1980	33
13	Chi-Quadrat Periodensuche	38
14	Lichtkurve des Crab-Pulsars	39
15	Suche nach "Giant Pulses"	41
16	Hartes Röntgen-Spektrum des Crab-Pulsars	45
17	Chi-Quadrat Konturlinien	46
18	Zeitliches Verhalten des gepulsten Flusses	47
19	Hochenergie-Spektrum des Crab-Pulsars	48
20	Phasenvariation des Spektralindex	50
21	Das Zwischenpulsspektrum	52
22	Das Spektrum des Crab-Nebels	56
23	Verschiedene Lichtkurven im harten Röntgenbereich	59
24	Crab-Lichtkurve in verschiedenen Spektralbereichen	62
25	Parameter der Pulsformanalyse	63
26	"Softness-Ratio" als Funktion der Puls-Phase	72
27	Energieabhängigkeit der zweiten Komponente	73
28	Das Standard-Modell der Pulsar-Magnetosphäre	76
29	Das "Polar-Cap" und das "Slot-Gap"-Modell	78
30	Koordinatensystem für das relativistische Modell	84
31	Der erste Puls und das relativistische Modell	85
32	Die Geometrie der Emissionsregionen	88
33	Emissionsregionen des Trompeten-Modells	89
34	Zweite Komponente der Pulsaremission	92

Verzeichnis der Tabellen

Tabelle	Titel	Seite
I	Hintergrundlinien im Spektrum des Halbleiterzählers	11
II	Kollimatoren der vier Detektorblöcke	17
III	Übersicht über die Absorptionsschichten	21
IV	Lebenszeit der Detektoren	26
V	Gesamtspektren aus verschiedenen Beobachtungen	29
VI	Spektralformen für das Spektrum PW-81	31
VII	Emissionslinie im Gesamtspektrum	35
VIII	Periodenanalyse	40
IX	Pulsphasendefinition	44
X	Emissionslinie im Pulsar-Spektrum	46
XI	Hochenergiespektrum des Crab-Pulsars	49
XII	Variation des Spektralindex über die Puls-Phase	50
XIII	Spektralindizes bei verschiedenen Puls-Phasen	51
XIV	Das Hochenergiespektrum zwischen den Pulsen	51
XV	Parameter der Nebelspektren	55
XVI	Lichtkurven im harten Röntgenbereich	58
XVII	Repräsentation der harten Röntgen-Lichtkurven	60
XVIII	Lichtkurven verschiedener Spektralbereiche	61
XIX	Form der Lichtkurven verschiedener Spektralbereiche	64
XX	Lorentzfaktor und Synchrotron-Lebensdauer	82
XXI	Synchrotron- und Krümmungsstrahlung bei 1 MeV	94

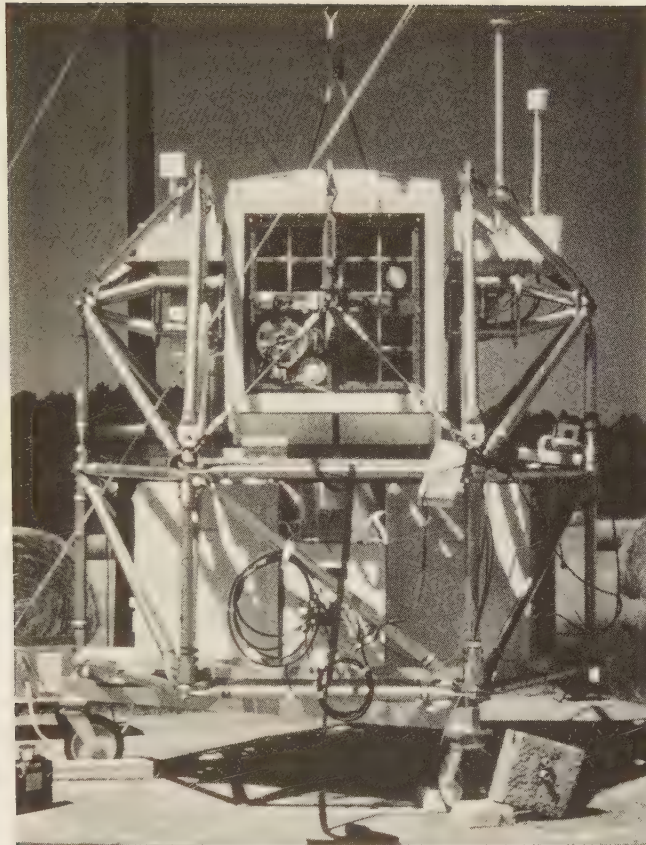


Abb. 1: Die Ballon-Gondel HEXE

1. Einleitung

1.1 Der Crab

In fünf unabhängigen historischen Quellen aus dem fernen Osten wird auf ein spektakuläres Himmelsereignis im Sternbild des Stiers hingewiesen. Am 4. Juli 1054 soll demnach in der Nähe des Sterns "T'ien-kuan" (heute ζ Tau) ein "Gaststern" erstrahlt sein, der so hell leuchtete, daß er 23 Tage lang im Sonnenlicht und später noch annähernd zwei Jahre mit unbewehrtem Auge am Nachthimmel sichtbar war, bevor er wieder verschwand (Clark und Stephenson 1977). Derartige Himmelszeichen wurden von den damaligen chinesischen Hof-Astronomen als astrologische Nachrichten betrachtet und dem jeweiligen Herrscher überbracht. Möglicherweise wurde der neue Stern AD 1054 als Vorbote fruchtbarer Jahre und großen Reichtums gedeutet. Für die Wissenschaftler späterer Jahrhunderte jedenfalls ergab sich aus den Folgen seines Aufleuchtens und Verlöschtens ein unübersehbarer Reichtum an neuen Erkenntnissen. Auch heute noch ist der Überrest der damaligen Explosion Gegenstand höchsten wissenschaftlichen Interesses.

Im Jahre 1731 entdeckte der englische Physiker und Amateurastronom John Bevis nordwestlich von ζ Tau einen nebelartigen Fleck am Himmel. Unabhängig davon wurde das gleiche Objekt 1758 von Messier, auf der Suche nach Halley's Kometen, wiederentdeckt und unter dem Namen M1 in seinen "Catalogue of Nebulae" aufgenommen. Lord Rosse entdeckte 1844 in M1 filamentartige Strukturen und veröffentlichte eine Zeichnung, die einem Krebs sehr ähnlich sah. Er gab dem Objekt den Namen "The Crab", der bis heute für den Nebel geläufig ist. Die erste Photographie des Crab-Nebels wurde 1892 von Robertson mit einem 20"-Reflektor erhalten, weitere Photographien mit immer besseren Instrumenten folgten.

Die Brücke vom Crab-Nebel zum "Gaststern" der chinesischen und japanischen Chroniken wurde 1928 von Hubble geschlagen, nachdem Duncan 1921 entdeckt hatte, daß die Filamente des Nebels auseinanderfliegen. Aus dem Studium der alten Quellen schloß Lundmark 1938, daß der explodierende Stern von 1054 eine Supernova gewesen sein mußte, deren Überrest wir heute als den Crab-Nebel beobachten. Baade berechnete 1942 aus der Geschwindigkeit der Filamente den Beginn der Expansion und damit den Explosionszeitpunkt als das Jahr 1184 ± 36 . Er vermutete den Ahnen des Crab in dem südlich vorauslaufenden Stern im Zentrum des Nebels (Baade's Stern).

Nach einer etwas überspitzten Formulierung von Geoffrey Burbidge wurden moderne astronomische Untersuchungen seither zu gleichen Teilen zwischen dem Studium des Crab und dem Studium des gesamten restlichen Universums aufgeteilt. Obwohl stark übertrieben, wirft dieser Satz doch Licht auf die herausragende Stellung des Crab in der modernen Astrophysik.

Er ist das erste Objekt in unserer Milchstraße, das als Überrest einer Supernova erkannt wurde; zudem ist er die erste extrasolare Radio- (Tau A) (Bolton und Stanley 1948) und Röntgenquelle (Tau X-1) (Bowyer et al. 1964), die mit einem Himmelsobjekt identifiziert werden konnte.

Außer den vielfarbigen Filamenten erstreckt sich über den Crab-Nebel noch ein amorphes, bläulich leuchtendes Gebiet. Dies war in der Astrophysik das erste, durch Messung seiner Polarisation (Dombrowsky 1954) als Synchrotron-Strahlung relativistischer Elektronen identifizierte Licht. Die Messung der Radio-Polarisation (Mayer et al. 1957) sowie der Polarisation des Röntgen-Lichts (Novick et al. 1972, Weisskopf et al. 1978) zeigten eindeutig, daß die Synchrotron-Strahlung sich auch auf andere Spektralbereiche ausdehnt. Ein Rätsel blieb zunächst noch, woher die hochrelativistischen Teilchen im Crab-Nebel stammen.

Der aus der Expansionsrate des Nebels errechnete Explosionszeitpunkt liegt etwa 100 Jahre später als das tatsächliche Supernova-Ereignis. Trimble (1968) schloß daraus, daß die Filamente nachträglich beschleunigt werden. Je nach Masse der Filamente beträgt ihre Beschleunigung etwa $1\text{--}4 \cdot 10^{38}$ erg/sec (Apparao 1973). Die bolometrische Leuchtkraft im Spektrum des Crab-Nebels (hauptsächlich im extremen Ultraviolett und weichen Röntgenbereich) ergibt sich zu $1.6 \cdot 10^{38}$ erg/sec (Kundt und Krotscheck 1980), so daß die gesamte abgegebene Leistung etwa $5 \cdot 10^{38}$ erg/sec beträgt. Es war lange Zeit ein Geheimnis, welcher Prozeß diesem Energie-Ausstoß von etwa 10^5 Sonnen-Leuchtkräften zugrunde liegt.

1.2 Pulsare

Die Entdeckung des 33ms-Pulsars im Crab-Nebel (Staelin und Reifenstein 1968) im Radiobereich und wenig später im Optischen (Cocke et al. 1969), im Infraroten (Neugebauer et al. 1969), im Röntgenbereich (Fritz et al. 1969) und im

Gamma-Bereich (Hillier et al. 1970) löste mit einem Schlag das Rätsel um die Energiequelle des Nebels und leitete das wissenschaftliche Interesse auf ein völlig neues Gebiet: Das System Pulsar + Nebel dient seither als Eck-Pfeiler zur Überprüfung neuer Theorien der Physik von Neutronensternen, der Elektrodynamik des sie umgebenden Mediums, der Pulsar-Emission und des Energie-Transfers vom Pulsar auf den Nebel.

Ein fundamentales Ergebnis dieser Untersuchungen ist bis heute, daß der Crab-Pulsar als das Herz des Crab-Nebels zu betrachten ist. Er schöpft die in der Synchrotron-Strahlung und in der Beschleunigung der Filamente sichtbare Leistung aus der langsamen Abbremsung seiner Rotation. Er erzeugt sowohl die hochenergetischen Teilchen als auch das Magnetfeld, in dem jene dann Synchrotron-Strahlung aussenden. Die vom Radio-Bereich bis zum Hochenergie-Gamma-Bereich kontinuierlich beobachtete, gepulste Strahlung mit ihrer charakteristischen Doppelpuls-Struktur stellt, vom energetischen Standpunkt aus betrachtet, dabei nur einen kleinen Nebeneffekt dar. Knight (1981) gibt für den Pulsar eine bolometrische Leuchtkraft von etwa 10^{37} erg/sec an. Das sind nur etwa 2% der gesamten vom Crab-Supernovaüberrest ausgestoßenen Leistung.

Dennoch ist es gerade diese Strahlung, die uns am genauesten Rechenschaft über die Vorgänge in der Magnetosphäre ablegen könnte, würden wir die in ihr enthaltene Information nur verstehen. In den 15 Jahren seit der Entdeckung der Radio-Pulsare wurde eine Unzahl von Beobachtungsergebnissen gesammelt, die ausreichen sollte, die physikalischen Zusammenhänge in der Umgebung rotierender, magnetischer Neutronensterne zu erklären. Doch das Gegenteil scheint der Fall zu sein. Je mehr neue, unerwartete Effekte im Zusammenhang mit Pulsaren auftauchen, desto weniger verstehen wir sie. Ruderman (1978) hat unser Unverständnis des Phänomens der Pulsare in treffenden Worten ausgedrückt:

"Theoreticians have apparently found it easy to understand them, for they have produced not only a theory of pulsars but dozens of theories of pulsars. (The signal-to-noise ratio seems poor; perhaps there is no signal.)"

In diesem Babylon der verschiedenen Pulsar-Theorien deutet sich der Crab-Pulsar als Silberstreifen am Horizont an. Er ist einer der wenigen Radiopulsare, die auch in anderen Energiebereichen pulsieren. Sein Spektrum ist dabei vom Infraroten zum Hochenergie-Gammabereich kontinuierlich. In allen Frequenzen zeigt

er zwei Pulse in einem Phasenabstand von ca. 145° . Im Gegensatz zum Radiobereich ist die Form seiner Lichtkurve bei höheren Energien bemerkenswert stabil. Das Maximum seiner Leuchtkraft strahlt der Crab-Pulsar im harten Röntgenbereich ab. Die Radio-Luminosität ist demgegenüber um etwa einen Faktor 10^7 kleiner. Es scheint deshalb plausibel, daß der Hochenergie-Bereich einen direkten Zugang zur Natur der Emissionsmechanismen liefern sollte. Der Crab-Pulsar stellt damit ein ideales Beobachtungsobjekt für den harten Röntgenbereich dar.

Noch vor der Entdeckung des ersten Radiopulsars (Hewish et al. 1968) existierten im harten Röntgenbereich Daten des Crab, deren Qualität im Prinzip genügt hätte, den Pulsar schon früher zu entdecken (Fishman et al. 1969). In den letzten Jahren hat eine neue Generation großflächiger, äußerst sensibler Instrumente den Crab-Pulsar im harten Röntgenbereich beobachtet (Pravdo und Serlemitsos 1979, Strickman et al. 1979, 1982, Knight 1982, Hasinger et al. 1982, Wilson und Fishman 1983) und wesentliche neue Erkenntnisse über sein Verhalten beitragen können. Das Ballonexperiment HEXE, mit dem die in dieser Arbeit untersuchten Daten gewonnen wurden, nimmt dabei, was die Sensitivität und das zeitliche Auflösungsvermögen angeht, einen der ersten Ränge ein. Es wird im Verlauf dieser Arbeit deutlich, daß eine qualitativ hochwertige Messung in einem relativ begrenzten Energiebereich (20-200 keV), selbst bei einer so gut untersuchten Quelle wie dem Crab-Pulsar, punktuell neue wissenschaftliche Aspekte liefern kann. Es zeigt sich jedoch gleichfalls, beim Crab Pulsar ebenso wie bei anderen berühmten astrophysikalischen Objekten, daß erst durch eine synthetische Gesamtschau von Messungen aus allen Energie-Bereichen und die damit einhergehende Vergrößerung des spektralen Hebelarmes größere Schritte auf dem Weg des wissenschaftlichen Verständnisses möglich werden.

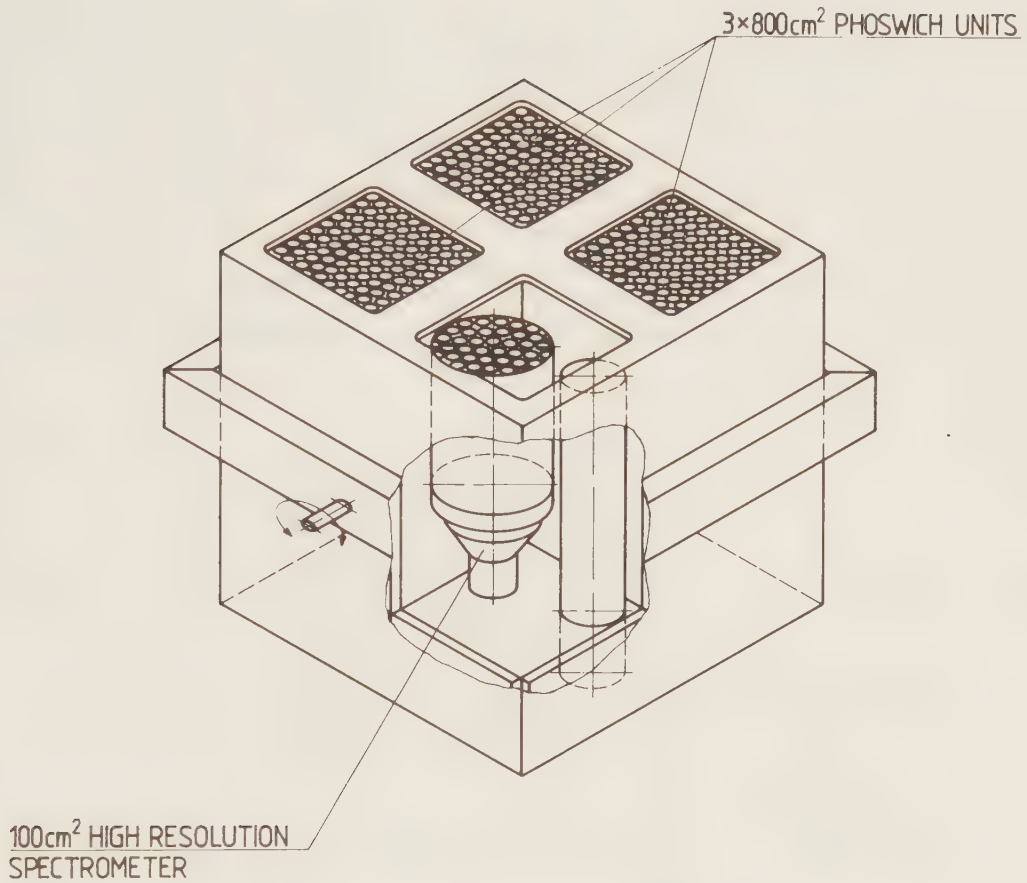


Abb. 2: Das Röntgen-Ballonexperiment

In einem Würfel von etwa 1m Kantenlänge sind die Detektoren des HEXE Röntgen-Ballonexperiments untergebracht. In dem Block der das Germanium-Spektrometer beherbergt, ist eine TV-Kamera mit der optischen Achse parallel zur Detektorblickrichtung eingebaut.

2. Das Ballonexperiment

2.1 Die Detektoren

Das Ballonexperiment für den harten Röntgenbereich HEXE (High-Energy-X-Ray-Experiment) (siehe Abb. 1) besteht aus drei Phoswich-Detektorblöcken mit je 800 cm^2 Fläche und einem gekühlten Halbleiter-Detektor mit 114 cm^2 Fläche, die modular in einem Würfel von etwa 1 m Kantenlänge untergebracht sind (siehe Abb. 2). Der Prototyp einer der Phoswich-Einheiten ist im Detail in Reppin et al. (1978) beschrieben. Abbildung 3 zeigt einen Querschnitt durch das System: 4 NaJ(Tl)-Einkristalle mit je etwa 200 cm^2 Fläche und 0.3 cm Dicke

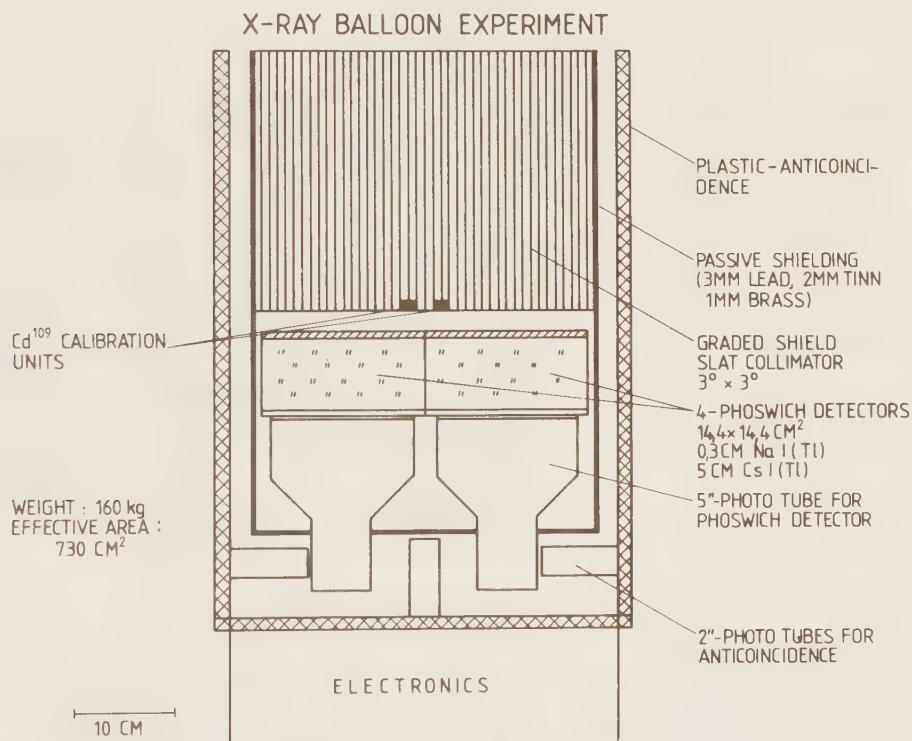


Abb. 3: Schnitt durch einen Phoswich-Block (siehe Text)

stellen das Herz des Szintillationszählers dar. Auf der Rückseite sind jeweils 5 cm dicke CsJ(Tl)-Kristalle zur Hintergrundsunterdrückung angebracht. Jede der Kristall-Kombinationen wird durch einen 5"-Photomultiplier betrachtet. Zwischen gültigen Ereignissen im Natrium-Jodid und Hintergrunds-Ereignissen im Cäsium-

Jodid-Kristall wird aufgrund der verschiedenen Abklingzeiten der Szintillationsprozesse unterschieden. Der Detektor-Block ist an den Seiten mit passiver Abschirmung aus einem Sandwich von Blei-, Zinn- und Messing-Bleichen ("graded shield") umgeben, sowie mit Antikoinzidenz-Detektoren aus Plastik-Szintillator-Material zur Unterdrückung hochenergetischer geladener Teilchen. Das Gesichtsfeld wird durch Röhren-Kollimatoren (siehe 3.1) begrenzt, an deren unterem Ende

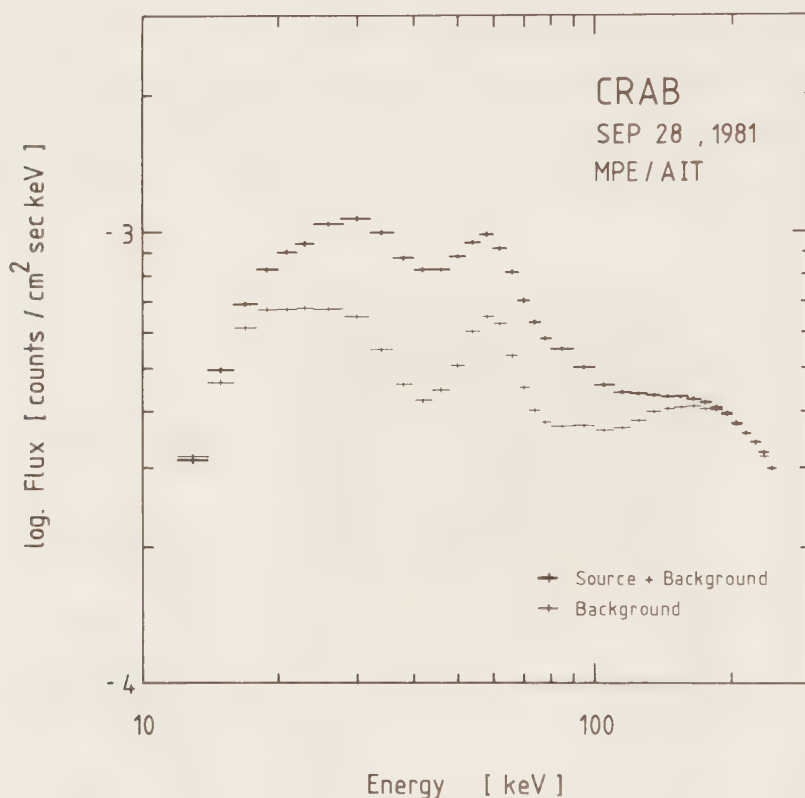


Abb. 4: Quelle und Hintergrund Phoswich Crab 1981

Hintergrunds- (dünn) und Quell + Hintergrunds- (dick) Spektren für die Crab-Beobachtung 1981 sind für alle Zeitbereiche und Phoswich-Detektoren gemittelt. Die Spektrallinie bei etwa 60 keV stammt von nicht markierten Am241-Eichereignissen. Das Abknicken der Spektren bei niedrigen und hohen Energien ist durch Schwell-Effekte verursacht.

Cd-109-Präparate zur Energie-Kalibration eingeschwenkt werden können. Von jedem gültigen Ereignis wird die Detektor-Identifikation, die Energie (128 Kanäle) und die Puls-Abklingzeit (64 Kanäle) übertragen. In einem speziellen Modus mit hoher Zeit-Auflösung wird anstelle der Abklingzeit eine genauere Ereignis-Zeit (siehe 3.6) übertragen. Die Energie-Kanal-Zuordnung jedes einzelnen Detektors

wird durch eine automatische Verstärkungs-Regelung (AGC) zeitlich konstant gehalten: In kleine Szintillatorplättchen eingelagerte Am²⁴¹-Präparate strahlen 60 keV-Photonen in den Kristall ein. Das gleichzeitig entstehende Alpha-Teilchen wird im AGC-Szintillator durch einen eigenen Multiplier nachgewiesen und das Kalibrierungs-Photon somit gekennzeichnet. Durch einen Mikroprozessor wird die Verstärkung der einzelnen Detektoren so geregelt, daß der Schwerpunkt der Eich-Linie immer in den gleichen Pulshöhen-Kanal fällt. Abbildung 4 zeigt das gemittelte Hintergrundspektrum sowie darüberliegend das Spektrum aus Quelle und Hintergrund der Phoswich-Detektoren für die Crab-Beobachtung des Fluges 1981. Die Linien-Struktur bei etwa 60 keV rührt von Am²⁴¹-Photonen her, die wegen eines teilweisen Ausfalls der AGC nicht gekennzeichnet werden konnten. Die Linienbreite spiegelt das Detektor-Auflösungsvermögen wider (siehe 3.4).

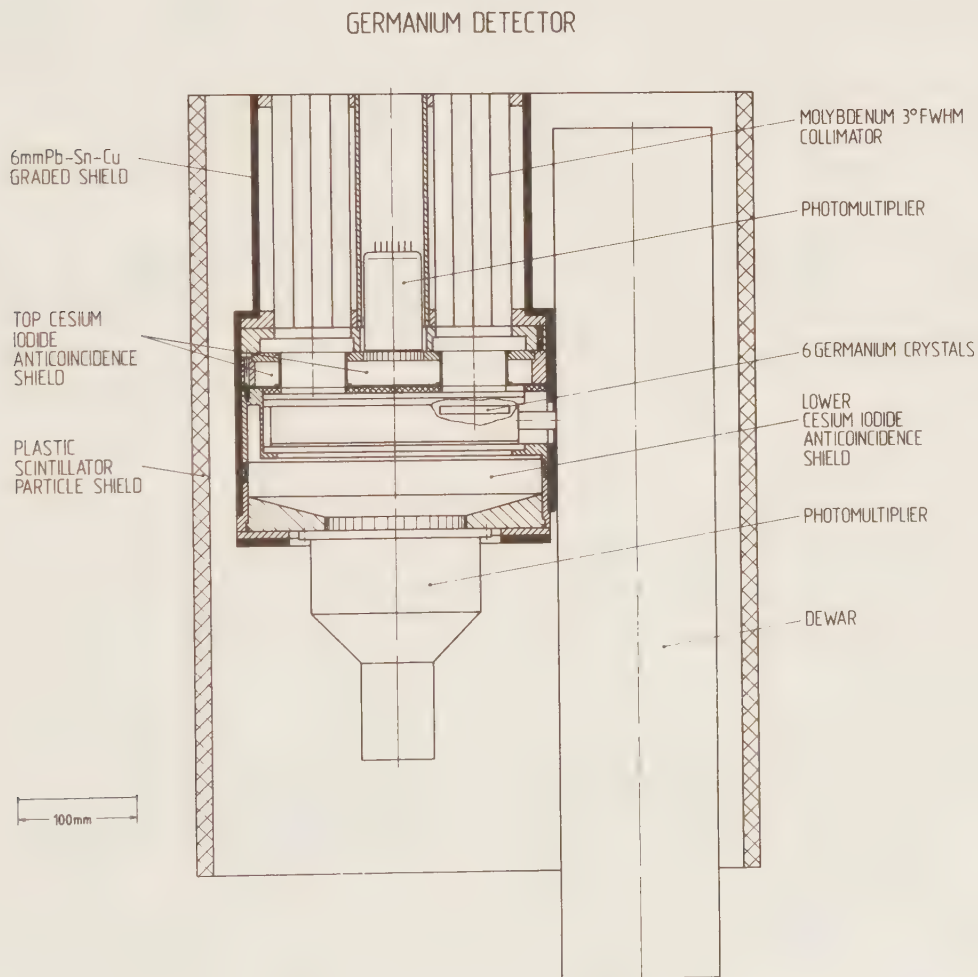


Abb. 5: Schnitt durch den Halbleiter-Detektor (siehe Text)

Der Halbleiter-Detektor (siehe Abb. 5) ist in Proctor et al. (1982) ausführlich beschrieben. Er besteht aus 6 planaren Rein-Germanium-Kristallen (114 cm^2 empfindliche Fläche), die auf die Temperatur flüssigen Stickstoffs gekühlt werden. Der Stickstoff-Vorrat von 5 Litern reicht für einen Flug von etwa 36 Stunden. Zur Hintergrundunterdrückung sind über und unter dem Kryostaten Cäsium-Jodid-Kristalle angebracht, die jeweils von eigenen Photomultipliern betrachtet werden. Die Aussenwand des Detektorblocks ist mit passiver Abschirmung ("graded shield") umgeben, die Plastik-Antikoinzidenz zur Unterdrückung geladener Teilchen ist analog zu den drei Phoswich-Blöcken aufgebaut. Für die Energie-Kalibrierung kann in jeden der sechs Waben-Kollimatoren eine Am241-Quelle

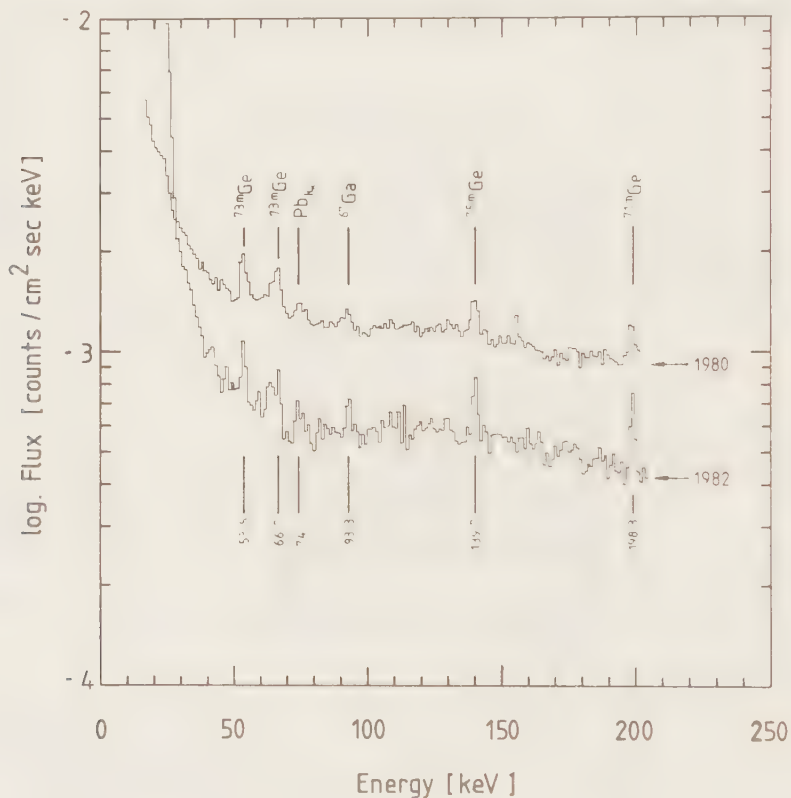


Abb. 6: Hintergrundsspektren des Halbleiter-Detektors

Gemittelte Hintergrundsspektren aus den Flügen 1980 und 1982. Die Hintergrundlinien zeigen das Energie-Auflösungsvermögen des Spektrometers.

eingeschwenkt werden. Jedes gültige Halbleiter-Ereignis wird mit Detektor-Identifikation, Energie (1024 Kanäle) und einer Ereigniszeit mit 1.3 ms Genauigkeit übertragen. Abbildung 6 zeigt Hintergrundsspektren des Halbleiterzählers für die

Ballon-Flüge 1980 und 1982 (siehe 2.3). Deutlich sichtbar sind einige, im wesentlichen durch Neutroneneinfang angeregte Hintergrundlinien. Tabelle I gibt die mögliche Identifikation und die Linienintensitäten im Vergleich zwischen den beiden Flügen. Im Flug 1982 in Uberaba/Brasilien ist eine deutliche Verbesserung des Detektor-Verhaltens festzustellen. Zunächst ist das Energie-Auflösungsvermögen besser geworden (1980 ca. 2.8 keV, 1982 ca. 1.7 keV), was sich in der

Tabelle I: Hintergrundlinien im Spektrum des Halbleiterzählers

Energie	Identifikation	Intensität 1980*	Intensität 1982*
53.53	^{73m}Ge	6.9 ± 0.3	3.1 ± 0.4
66.70	^{73m}Ge	7.0 ± 0.3	5.0 ± 0.6
74	$^{67}\text{Pb } K\alpha$	2.5 ± 0.3	2.4 ± 0.6
93.33	^{67}Ga	2.8 ± 0.3	2.0 ± 0.5
139.69	^{75m}Ge	4.5 ± 0.3	2.8 ± 0.4
198.31	^{71}Ge	7.2 ± 0.4	3.1 ± 0.3

* 10^{-4} Counts/cm² sec keV

Schärfe der Hintergrundlinien niederschlägt. Außerdem ist das Hintergrundniveau, zumindest bei höheren Energien, um mehr als einen Faktor 2 niedriger als 1980. Dies kann durch drei Tatsachen verursacht sein, deren Beiträge im einzelnen schwer abzuschätzen sind:

- Ein etwa 20 cm² großes Leck in der passiven Abschirmung in der Nähe des Kryostaten wurde geschlossen (siehe Proctor et al. 1982).
- Durch hochenergetische geladene Teilchen verursachte Übersteuerungs-Überschwinger in den Verstärkern wurden gedämpft (siehe auch 4.5, Proctor et al. 1982).
- Brasilien liegt in der Nähe des magnetischen Äquators, wo die Steifigkeit des Erd-Magnetfeldes etwa einen Faktor 2 höher und der Teilchenfluß dementsprechend niedriger ist.

Mit den angegebenen Detektor-Charakteristika wie Energie-Auflösungsvermögen und Hintergrundfluß sowie mit den in Kapitel 3. zu behandelnden Korrekturfaktoren, lassen sich die Fähigkeiten der verschiedenen Detektortypen, scharfe Spektrallinien zu beobachten, vergleichen. Nach Jacobson et al. (1975) ist der Linienfluß F (in Photonen/cm² sec), der mit einer gewissen Signifikanz k gerade noch gemessen werden kann:

$$F \approx 1.3 * \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{(B+Q)*W}{A} \left(\frac{1}{T} + \frac{1}{t}\right)} \quad (1)$$

ε gibt die totale Effizienz, also das Produkt aus Materie-Transmission, Detektor-Ansprechvermögen, geometrischem Wichtfaktor und Lebenszeit an. B und Q sind der Hintergrunds- bzw. Quell-Fluß in Photonen/cm² sec kev. W gibt die effektive Halbwertsbreite der Linie in keV an, also das Energie-Auflösungsvermögen gefaltet mit der natürlichen Linienbreite. A ist die Detektorfläche in cm² und T bzw. t die Beobachtungszeit für Quelle und Hintergrund in sec. Setzt man die bekannten, großenteils energieabhängigen Größen ein, so ergibt sich die Linien-Sensitivität in Abhängigkeit von der Energie. In Abb. 7 ist diese Funktion für eine Spektrallinie, deren natürliche Linienbreite klein gegenüber dem Detektor-Auflösungsvermögen ist, und die mit einer Signifikanz von 4 Sigma über dem Crab-Kontinuum beobachtet werden soll, eingezeichnet. Die durchgezogenen Linien gelten für das Halbleiter-Spektrometer, die gestrichelten für den Phoswich-Detektor. Der Buchstabe a. bezeichnet jeweils die bisher besten, von uns durchgeführten Beobachtungen (PW-81 bzw. HL-80, siehe auch Tabelle II), während b. die theoretisch erreichbaren Kurven unter folgenden Bedingungen angibt:

Beobachtungszeit Quelle	T = 7200 sec
Beobachtungszeit Hintergrund	t = 7200 sec
effektive atmosphärische Tiefe	3.5 g/cm ²
geometrischer Wichtfaktor	(HL=0.95, PW=0.90)
optimale Lebenszeit	(HL=0.95, PW=0.62)
Halbwertsbreite	(HL=1.7 keV, PW siehe 3.4)
niedrigster bisher gemessener Hintergrund (*)	

(*) es ist der niedrigste bisher gemessene Hintergrund verwendet worden, also z.B. für die Phoswich-Detektoren ohne die ungewollte Am241-Eichlinie bei 60 keV (siehe Abb. 4) und für den Halbleiter der in Brasilien gemessene Hintergrund aus Abb. 6. Dies ist beim Vergleich der Detektoren insofern zu berücksichtigen, als ein Teil der Verbesserung des Halbleiter-Hintergrundes auf die größere magnetische Steifigkeit zurückgeführt werden kann (siehe oben), die beim Phoswich-Hintergrund noch nicht berücksichtigt worden ist.

Mit den Kurven b. können also, unabhängig vom bisher erreichten Verhalten, die Möglichkeiten der verschiedenen Detektortypen verglichen werden. Es fällt auf, daß trotz der wesentlich kleineren Fläche die Linien-Sensitivität des Halbleiter-

Zählers zu hohen Energien hin besser wird als die des Phoswich-Detektors. Dies ist im wesentlichen durch das bessere Auflösungsvermögen bedingt. Würde aber die Linienbreite vergleichbar mit dem Auflösungsvermögen des Phoswich-Detektors, so wäre in diesem Vergleich der Halbleiterzähler für alle Energien weit unterlegen.

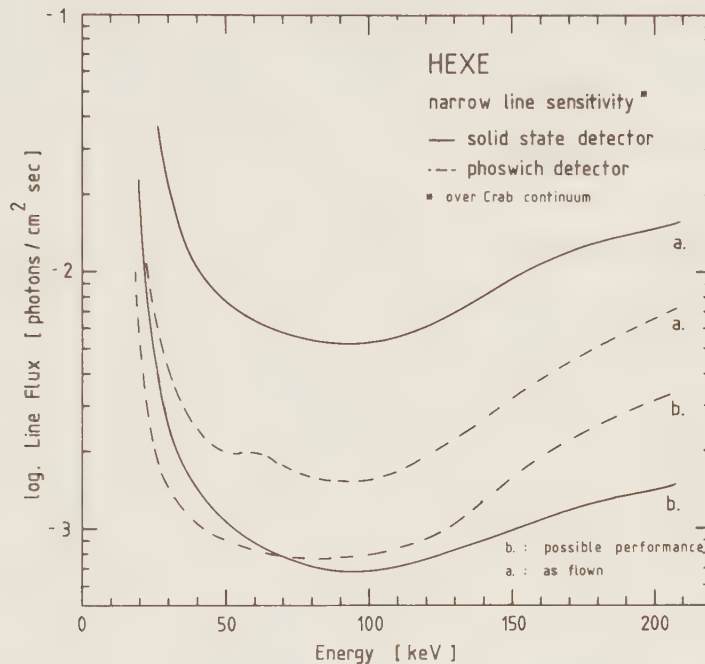


Abb. 7: Linien-Sensitivität des Ballon-Experimentes

2.2 Die Ballongondel

Der etwa 700 kg schwere Detektorblock (siehe Abb. 2) ist in azimuthaler Montierung in das Gondelgestell eingebaut (siehe Abb. 1). Dies hat den Vorteil, daß die Gondel-Konstruktion leichter ausgeführt werden kann, weniger Montierungselemente das Gesichtsfeld beschränken und die Bauhöhe niedriger ausfallen kann als bei der früher verwendeten äquatorialen Montierung. Als Nachteil ergibt sich dafür die Notwendigkeit einer rechnergesteuerten Nachführung zweier Achsen und damit eine kompliziertere Handhabung des Gesamtsystems. Die Ballongondel beherbergt alle Sub-Systeme, die zur Steuerung und Ausrichtung der Detektoren benötigt werden wie z.B.: elektrische Versorgung, Lageregelung, Telemetrie, Navigations- und Ausrichtungs-Kontroll-Systeme. Das elektronische System an

Bord und am Boden ist von Kendziorra et al. (1981) beschrieben worden. Im Zusammenhang mit der in 3.2 beschriebenen Berechnung der Detektorblickrichtung sollen die Navigations- und Ausrichtungs-Systeme im folgenden kurz beschrieben werden. Das Winkel-Auflösungsvermögen der Kollimatoren beträgt etwa 3.5° (siehe 3.1), d.h. alle in die Berechnung der Ausrichtung eingehenden Größen sollen genauer als 0.1° bekannt sein, um eine Genauigkeit absoluter Intensitätsmessungen von 3% sicherzustellen. Zwischen den Flügen wurden teilweise Verbesserungen und Erweiterungen der Sub-Systeme durchgeführt. Eine Jahreszahl in Klammern kennzeichnet deshalb im folgenden den Flug, in welchem eine Neuerung erstmals funktionstüchtig war.

Eine der wichtigsten Informationen, die für die Astronomie benötigt wird, ist die Kenntnis des geographischen Ortes, an dem sich die Gondel jeweils befindet. In Entfernung auf der Erdoberfläche ausgedrückt sind 0.1° etwa 11 km. Das ist die Genauigkeit, mit der der Ort mindestens bekannt sein muß. Die Messung des Ortes wird hauptsächlich durch drei voneinander unabhängige Omega-Systeme durchgeführt, nämlich einem vom Ballon-Start-Unternehmen NCAR zur Verfügung gestellten und zwei gondel eigenen Systemen (1981), die von Götz (1981) beschrieben worden sind. Das Prinzip der Omega-Navigation, die früher häufig auf Schiffen Verwendung fand, ist die Messung der Laufzeitunterschiede von Radio-Signalen mindestens dreier Omega-Sender, von denen insgesamt acht an verschiedenen Orten der Erdoberfläche aufgebaut sind. Die Güte der Omega-Messung hängt stark von den atmosphärischen und geographischen Bedingungen des Radioempfangs ab, so daß unabhängige Orts-Bestimmungen erforderlich sind. Dazu liefert ein Satelliten-Navigations-System (1982) in etwa sechsstündigen Abständen Gondelkoordinaten. Durch den Vergleich zweier Rubidium-Uhren an Bord und am Boden wird außerdem die Laufzeit des Telemetrie-Signals gemessen (Ranging) und damit die Entfernung der Gondel auf weniger als einen Kilometer genau bestimmt (1982). Eine zusätzliche Winkelmessung z.B. durch die Telemetrie-Antenne oder einen Theodolithen ergibt die geographische Position.

Zur Kontrolle der Ausrichtung hat die Ballongondel 3 Magnetometer, 7 Inklinometer, einen Sonnensensor, eine Sternkamera und nicht zuletzt die Röntgendetektoren selbst (siehe auch 3.2). Im folgenden sollen zwei Systeme, die sich bei der Rekonstruktion der Ausrichtung als äußerst wichtig erwiesen haben, kurz beschrieben werden.

Zunächst eine Beschreibung des Sonnensensors (1981): Ein hinter einem rotierenden Spalt angebrachtes Photoelement gibt bei jedem Durchgang der Sonne einen Puls ab. Da sowohl der Spalt als auch die Rotationsachse senkrecht stehen, ist die Phasenlage des Pulses nur vom Azimut und nicht von der Höhe der Sonne abhängig. Durch Korrelation dieses Pulses mit einem auf der Rotationsachse angebrachten Winkelkodierer wird der Azimut der Gondel relativ zur Sonne bestimmt. Unter Zuhilfenahme der geographischen Position und der Ortszeit kann damit der aktuelle Gondelazimut berechnet werden.

Die Sternkamera, eine modifizierte, käufliche CCD-Videokamera (Fairchild 1980), blickt parallel zur optischen Achse der Detektoren (siehe Abb. 1, Abb. 2). Der Bildsensor ist ein ladungsgekoppelter, photoempfindlicher Halbleiterbaustein (CCD) mit 488×380 Einzelementen. Durch die verwendete 50mm f/0.95 Optik ergibt sich ein Gesichtsfeld von 15° mit einem Winkelauflösungsvermögen von 0.02° . Zur Unterdrückung von thermisch bedingtem Rauschen und von Fehlstellen wird der Sensor durch ein dreistufiges Peltier-Element auf -40°C gekühlt. Um dabei ein Vereisen des Sensors zu vermeiden, ist er zusammen mit dem Objektiv in ein Vakuumgehäuse eingebaut. Ein durch Telekommando steuerbares Filterrad mit verschiedenen Neutralgläsern gibt die Möglichkeit, so unterschiedlich helle Objekte wie Sonne, Mond oder Sterne bis zu dritter Größe zu beobachten. Da einerseits nicht bei jedem Röntgenobjekt ein geeigneter Ausrichtungstern zur Verfügung steht, und andererseits die Mehrzahl der Röntgenquellen in der Nähe des Zenits beobachtet werden, wo die Plastik-Haut des Ballons das Blickfeld verdeckt, kann die Kamera nicht arbeiten, ohne die reguläre Beobachtung zu unterbrechen. Sie hat dafür gegenüber dem Sonnensensor den Vorteil, sowohl tagsüber als auch nachts Ausrichtungskontrollen durchführen zu können. In einer ersten Ausbaustufe für den Flug 1981 wurde das Videosignal durch einen eigenen Sender zur Bodenstation übertragen. Dazu war es nötig, die Bandbreite des Signals auf 312.5 kHz und damit die Übertragungsrate auf ein Bild pro 0.76 sec zu begrenzen. Die Bodenstation bestand aus einem XYZ-Monitor. Durch elektronische Überlagerung verschiedener Raster war es möglich, die Koordinaten eines Objekts auf etwa 0.1° genau abzulesen. Für den Flug 1982 wurde die von der Sternkamera übertragene Information durch einen Mikroprozessor-gesteuerte Bildpunkt-Auswahl an Bord auf wenige helle Punkte begrenzt und auf dem selben Sender wie das Telemetrie-Signal übertragen. Ein Mikroprozessor in der Bodenstation setzte das Bild wieder zusammen und gab die Koordinaten der beobachteten Objekte an den Experimentrechner weiter. Eine Beschreibung der Sternkamera in dieser Modifikation gibt Vischer (1982).

2.3 Die Ballon-Flüge

Am 9.5 - 10.5.1980 wurde das vergrößerte, neue Ballonexperiment HEXE von Palestine/Texas aus das erste Mal geflogen. Es befand sich 46 Stunden in Flughöhe mit einer minimalen atmosphärischen Tiefe von 3.2 g/cm^2 (ca 39 km). Durch einen teilweisen Ausfall der Azimutregelung verblieben nur etwa 17 Stunden nützliche Beobachtungszeit, während der unter anderem die Röntgenquellen Cyg X-1, Crab, HerX-1, NGC4151 und SS433 beobachtet werden konnten. Ein Offset im Betriebsspannungsabgleich verfälschte die Ereignis-Abklingzeit-Verteilungen derart, daß zwei der drei Phoswich-Blöcke verunreinigte Daten lieferten.

Der zweite Flug erfolgte am 28.9. - 29.9.1981 wiederum von Palestine aus. Die Kampagne wurde in Zusammenarbeit mit der Universität Leiden/Holland durchgeführt, die den Ballon bereitstellte. Um den Telemetrikontakt über die normale Reichweite von Palestine hinaus zu ermöglichen, wurde eine zweite Bodenstation in Pecos/Texas in der voraussichtlichen Flugrichtung des Ballons eingerichtet. Nach 22 Stunden Flugzeit mit einer Gipfelhöhe von 2.6 g/cm^2 (41 km) wurde der Flug durch ein Leck in der Ballonhülle beendet - unglücklicherweise gerade während der Crab-Beobachtung. An weiteren Röntgenquellen wurden Cyg X-1, Her X-1, H2252-035, Sco X-1 und 3C273 beobachtet. Ausrichtungskontrollen mit dem Sonnensensor und der Sternkamera ergaben bereits während des Fluges wichtige Hinweise auf eine Deformation des Magnetfeldes durch die Gondel (siehe 4.2).

Eine dritte Kampagne wurde nach Uberaba/Brasilien mit dem Ziel durchgeführt, Röntgenquellen des Südhimmels zu beobachten. Ein über einem Phoswich-Block angebrachter Rotations-Modulations-Kollimator (Theinhardt 1982) sollte dem System Abbildungseigenschaften (FWHM ca. 20 Bogenminuten) verleihen, speziell um die Quell-Konfusion im galaktischen Zentrum aufzulösen. Nach längeren Wetter-Schwierigkeiten konnte die Gondel am 25.11.1982 gestartet werden, verlor aber durch einen Ballon-Fehler bald nach dem Aufstieg rapide an Höhe, so daß außer Informationen über den Detektor-Hintergrund keine wissenschaftlichen Daten gewonnen werden konnten.

3. Korrekturfaktoren

3.1 Kollimatoren

Die vier Quadranten des Röntgenballonexperiments sind mit verschiedenen Kollimatoren ausgestattet. Sowohl das Material als auch die Geometrie der Kollimatorröhren unterscheiden sich. In Tabelle II. werden die vier Blöcke in der Konfiguration des Fluges 1981 verglichen:

Tabelle II: Kollimatoren der vier Detektorblöcke

Block	Detektor	Fläche	Material	FWHM	Geometrie	Verlust	eff. Fläche
1	Phoswich	829.2	(*)	3.51 ⁰	Sechseck	6.3 %	777.2
2	Phoswich	817.2	Messing	3.00 ⁰	Kreis	17.8 %	672.0
3	Phoswich	829.2	Molybdän	3.42 ⁰	Sechseck	9.7 %	749.2
4	Halbleiter	114.0	Molybdän	4.28 ⁰	Sechseck	9.2 %	103.5

(*): graded shield, ein Sandwich aus Messing, Zinn und Wolfram

Das Prinzip der Kollimatoren besteht darin, durch parallel angeordnete Röhren mit im Röntgenbereich undurchlässigen Wänden einen Ausschnitt des Himmels zu selektieren, aus dem Strahlung empfangen werden kann. Eine Quelle, die im Gesichtsfeld des Kollimators steht, produziert einen Schattenwurf auf dem Detektor; die beleuchtete Fläche ist um so größer, je näher die Quelle der optischen Achse steht. Die Kollimatorcharakteristik, d.h. die Abhängigkeit der beleuchteten Fläche vom Abstand zwischen Quelle und optischer Achse, ist annähernd dreiecksförmig; die Halbwertsbreite ist durch das Verhältnis von Röhrendurchmesser und -länge bestimmt. Selbst in der optischen Achse ist aber der Kollimator nicht vollkommen durchlässig, da einerseits die Wände eine endliche Dicke haben, andererseits die Röhren nicht exakt parallel ausgerichtet sind. Der aus der Wand-Dicke berechnete Verlust und die sich daraus ergebende effektive Fläche sind ebenfalls in der Tabelle angegeben. Bei großen Offset-Winkeln werden die Wände teilweise durchlässig für Strahlung höherer Energien, das Dreiecksprofil wird entsprechend verformt. Für den Molybdän-Kollimator zum Beispiel ist diese Transmission für Energien kleiner als 100 keV zu vernachlässigen. Bei 122 keV beträgt sie 3% und bei 356 keV 35%. Der "graded shield" Kollimator hat bei hohen Energien eine geringere Transparenz, der Messing-Kollimator ver-

hält sich in dieser Hinsicht am schlechtesten. Für die Quell-Messungen sind die Offset-Winkel meist so klein, daß diese Abweichungen vernachlässigt werden können, während im Hintergrund bei hohen Energien jeweils ein Anteil der Quelle mit zum Fluß beiträgt, der dann vom gemessenen Quell-Fluß subtrahiert wird. Um die Transmission der Kollimatoren im Mittel zu kompensieren, müßte zum Beispiel bei 150 keV um 7%, bei 250 keV sogar um 22% korrigiert werden. Die Kollimator-Transmission bedingt also systematische Fehler, die aber selbst bei so hellen Quellen wie dem Crab wesentlich kleiner sind als die statistischen Fehler der Datenpunkte und damit vernachlässigt werden können.

3.2 Geometrische Wichtfaktoren

Aus den in 3.1 beschriebenen Kollimatorprofilen können für eine beliebige Quelle geometrische Korrekturfaktoren berechnet werden, wenn die wahre Ausrichtung der optischen Achse bekannt ist. Bei der horizontalen Montierung des Röntgen-Teleskops wird die Detektor-Blickrichtung durch zwei Winkel, nämlich Elevation und Azimut definiert, die mit den in 2.2 beschriebenen Ausrichtungs-Systemen kontrolliert werden. Die Elevation wird mit Hilfe von Inklinometern (eine Art elektronische Wasserwaage) anhand des Gravitationsfeldes der Erde bestimmt und ist im allgemeinen relativ genau bekannt ($\Delta E \approx 0.05^\circ$). Der Gondelazimut beinhaltet aber eine Reihe möglicher Fehlerquellen. Ein Magnetometer wird über einen geschlossenen Regelkreis mit Hilfe des Reaktionsrades und des Azimut-Motors grundsätzlich senkrecht zum lokalen Horizontal-Magnetfeld ausgerichtet. Relativ zum "festen" Bezugssystem des Magnetometers kann dann die Gondel gedreht und somit ein definierter Azimut eingestellt werden.

Eine Fehlermöglichkeit bei der Bestimmung des Azimuts liegt in der Unsicherheit der magnetischen Missweisung. Der magnetische Nordpol der Erde fällt nicht mit dem geographischen zusammen, so daß die driftende Gondel an jedem Ort eine andere scheinbare Nordrichtung sieht. Zudem gibt es lokale Inhomogenitäten und säkulare Veränderungen des Erdmagnetfeldes. Die Änderung der magnetischen Missweisung wird während des Fluges korrigiert. Dies geschieht anhand der von den Navigations-Systemen ermittelten geographischen Position (siehe 2.2) und eines Magnetfeld-Modells, das vorher für die entsprechende Epoche und geographische Region durch den Vergleich mit aktuellen Navigations-Karten für den Flug-Verkehr ausgewählt wurde. Die Unsicherheiten des Magnetfeld-Modells betragen im Mittel 0.2 Grad.

Der zweite, schwerwiegendere Fehler liegt in der Verformung des lokalen Magnetfeldes durch die Gondel selbst begründet. Eine Eisenkugel, in ein homogenes Magnetfeld gebracht, wird magnetisiert und prägt dem Feld lokal ein Dipolmoment auf; die Feldlinien werden zum Eisen hin verbogen. Obwohl bei der Gondelkonstruktion darauf geachtet wurde, möglichst antimagnetisches Material zu verwenden, ließen sich z.B. im Gehänge einige Eisenteile zunächst nicht vermeiden. Außerdem ist der in den USA vorgeschriebene Eisen-Ballast, der benötigt wird um die Gondel bei Temperaturschwankungen annähernd auf konstanter Höhe zu halten, magnetisierbar.

Im Flug 1980 gab es bei der Kontrolle der Ausrichtung durch starke Röntgenquellen (Cyg X-1, Crab) Unstimmigkeiten der Größenordnung 2° , die aber mangels geeigneter Ausrichtungs-Kontroll-Systeme nicht weiter verfolgbar waren. Schon während des Fluges 1981 konnte dann, mit Hilfe von Sonnensensor und Fernsehkamera, eine sinusförmige Azimut-Korrektur-Kurve mit einer Amplitude von etwa 1.5° etabliert werden. Eine nächtliche Fernsehkamera-Messung an Sternen und die Ausrichtungs-Kontrolle mit Hilfe des Crab (siehe Abb. 8b) ergaben eine Null-Linien-Verschiebung dieser Sinuskurve um etwa 2° . Diese Veränderung wurde wahrscheinlich durch den Abwurf großer Ballast-Mengen verursacht. Sowohl die Magnetfeldverbiegung, als auch der Effekt des Ballasts konnte mit den zwei gekreuzten Magnetometern, die den Betrag des lokalen Horizontalmagnetfeldes messen, verifiziert werden. Während des Tages und während der Nacht aufgenommene Meßreihen zeigten eine systematische Variation über dem Azimut mit einer Amplitude von etwa 5%. Sie ergaben aber zwei verschiedene Kurven. Ein ähnliches Verhalten des Horizontalmagnetfeldes wurde auch beim Flug des MPE Doppel-Compton-Teleskops 1982 in Brasilien gefunden (v. Ballmoos 1983, private Mitteilung). Nachdem für den dritten Flug der HEXE-Ballongondel 1982 in Uberaba/Brasilien ein antimagnetisches Gehänge eingebaut worden war, verschwand die azimutale Abhängigkeit des Magnetfeldes. Zudem konnte in Brasilien Blei-Ballast, der keine magnetischen Einflüsse hat, geflogen werden.

Nach der Korrektur der systematischen Abweichungen des Azimuts kann die wahre Blickrichtung des Detektors berechnet werden. Die verbleibenden Unsicherheiten im Azimut liegen, je nach der zeitlichen Dichte der Ausrichtungskontrollen, zwischen 0.5° und 0.07° . Für die in dieser Arbeit relevante Crab-Beobachtung sind sie sicherlich kleiner als 0.15° . Die nun bekannten wahren Azimut- und Elevations-Offsets müssen mit sphärischer Geometrie in Winkelabstände δ zwischen Quelle und optischer Achse umgerechnet werden:

$$\cos \delta = \sin(El_*) \cdot \sin(El_d) + \cos(El_*) \cdot \cos(El_d) \cdot \cos(\Delta Az) \quad (2)$$

wobei El_d bzw. El_* die Elevation des Detektors bzw. der Quelle und ΔAz den Azimut-Offset angibt. (Aufgrund ihrer geringeren Symmetrie ist bei sechseckigen Kollimatoren die Angabe zweier Offset-Winkel nötig.) Für die Crab-Beobachtung ist der Fehler dieses Offset-Winkels etwa 0.11° ; somit der aus den Winkel-Korrektur-Faktoren resultierende Intensitätsfehler ca. 4%. Abbildung 8b zeigt die geometrischen Wichtfaktoren für die Crab-Beobachtung des Fluges 1981:

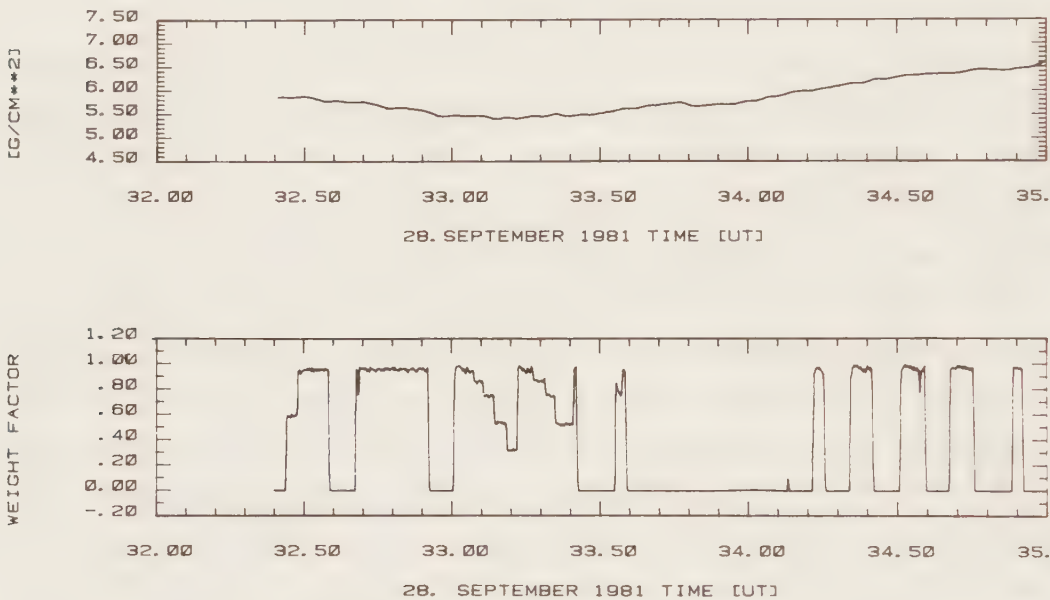


Abb. 8a, 8b: Die Beobachtung des Crab 1981

Abb. 8a (oben) zeigt die effektive atmosphärische Tiefe im Verlauf der Beobachtung. Abb. 8b (unten) gibt die reziproken Winkelkorrekturfaktoren für die Beobachtung an. In der Mitte der Beobachtung wurden definierte Offset-Winkel eingestellt, um die Ausrichtung des Teleskops zu kontrollieren.

3.3 Absorptions-Schichten

Bevor die Strahlung einer Röntgenquelle im Detektor registriert wird, muß sie verschiedene Materieschichten durchlaufen: zunächst das interstellare Medium (ISM), dann die über dem Detektor liegende Erdatmosphäre, zuletzt die Detektor-Eintrittsfenster (Schichten die der Wärmeisolierung bzw. dem Schutz der Kristalle vor mechanischer Beschädigung und Feuchtigkeit dienen). Tabelle III gibt eine

Übersicht über die Art und Dicke dieser Schichten am Beispiel der Crab-Beobachtung 1981:

Tabelle III: Übersicht über die Absorptionsschichten

Material	Dichte	Dicke	Tiefe (g/cm^2)
ISM	$1 \text{ H}/\text{cm}^3$	2 kpc	0.05
Luft	-	-	ca. 6
Polystyrol	$3 \cdot 10^{-2} \text{ g}/\text{cm}^3$	7 cm	0.21
Epoxyd + Glas	$1.9 \text{ g}/\text{cm}^3$	0.25 mm	0.05
Rohacell 31	$3 \cdot 10^{-2} \text{ g}/\text{cm}^3$	1.7 cm	0.05
Beryllium	$1.86 \text{ g}/\text{cm}^3$	0.5 mm	0.09

Die Kunststoffmaterialien entsprechen zusammen etwa $0.3 \text{ g}/\text{cm}^2$.

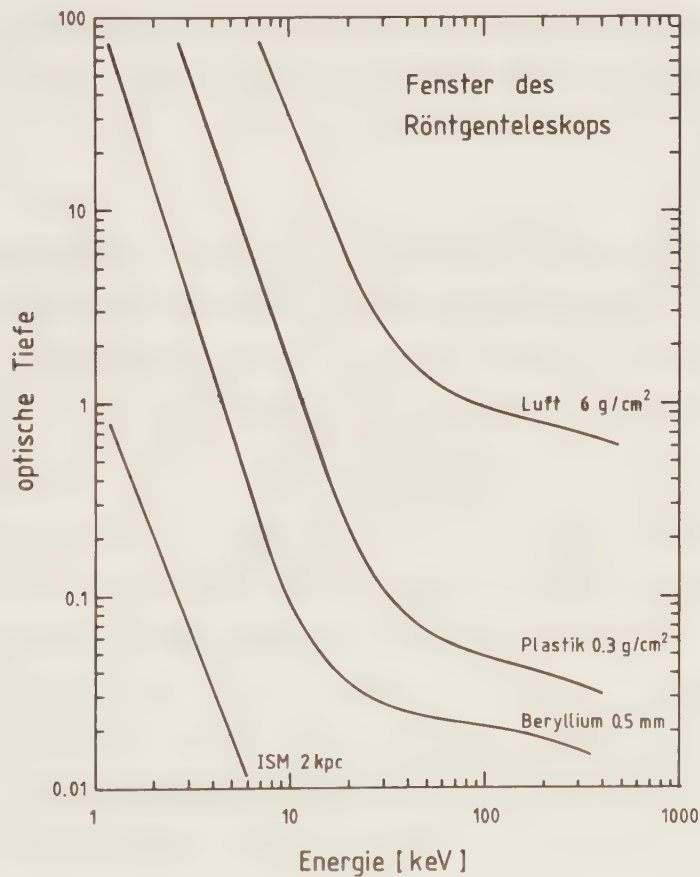


Abb. 9: Die Fenster des Röntgenteleskops

Dargestellt sind die optischen Tiefen der Materieschichten, die die Strahlung einer Quelle durchlaufen mußte, um vom Detektor registriert zu werden.

In Abb. 9 sind die optischen Tiefen der verschiedenen Fenster in Abhängigkeit von der Energie zusammengefasst. Es wird deutlich, daß außer der Luft alle weiteren Absorptionsschichten vernachlässigt werden können. Die effektive atmosphärische Tiefe (d.h. die absolute Tiefe dividiert durch den Cosinus der Elevation) im Verlauf der Crab-Beobachtung 1981 ist in Abb. 8a dargestellt.

3.4 Detektor-Ansprechvermögen

Die Antwort des Detektors auf eine einfallende, monochromatische Spektrallinie wird als "Response-Funktion" bezeichnet. Die Spektrallinie wird durch verschiedene Wechselwirkungen modifiziert und erzeugt ein Detektor-spezifisches Energieverlustspektrum. Die Abhängigkeit der Response-Funktion von der Energie der einfallenden Spektrallinie kann als sogenannte Detektor-Response-Matrix dargestellt werden, die üblicherweise für jeden Detektortyp nur einmal berechnet werden muß und dann für verschiedene Möglichkeiten der spektralen Entfaltung zur Verfügung steht.

Untersuchungen des Ansprechvermögens von Szintillations-Detektoren wurden von Pietsch (1976) und Clemente (1977), für das Germanium-Spektrometer von Proctor et al. (1982) und im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt. Bickert (1979) rechnete Monte-Carlo-Simulationen der Energieverlustprozesse in Phoswich-Detektoren. Ein Vergleich verschiedener Detektor-Typen anhand eines Monte-Carlo-Verfahrens wurde von Israel et al. (1971) durchgeführt. Kahabka (1983) erstellte ein vollständiges, für beliebige Detektortypen anwendbares Verfahren zur analytischen Berechnung der Detektor-Response-Matrix und stellte durch den Vergleich mit Messungen die für das Phoswich Detektor-System nötigen Kalibrationsdaten zur Verfügung.

Die Mechanismen, die eine Veränderung des Eingangsspektrums und eine Energie-Umverteilung hervorrufen, sollen im folgenden kurz vorgestellt werden:

Die wesentliche Komponente der Detektor-Response-Funktion ist im harten Röntgenbereich durch die Photoabsorption gegeben: ein einfallendes Photon gibt seine gesamte Energie an ein Hüllenelektron, vorzugsweise aus der K-Schale, ab. Das in der K-Schale entstandene Loch wird durch nachrückende Hüllenelektronen gefüllt. Die dabei erzeugte charakteristische Fluoreszenzstrahlung wird absor-

biert. Beim Szintillationszähler deponiert dieses Photoelektron anschließend durch Stoßionisation und -anregung seine kinetische Energie im Kristall. Es werden optische Photonen erzeugt und mit Photomultipliern gemessen. Im Gegensatz dazu werden beim Halbleiter entlang der Spur des Photoelektrons Elektronen-Loch-Paare erzeugt und mit Hilfe der Hochspannung an Anode bzw. Kathode abgeführt. Die Wahrscheinlichkeit für Photo-Total-Absorption (Photopeak-Effizienz) nimmt, bedingt durch zwei Effekte, zu höheren Energien hin stark ab. Da zur Impulserhaltung das Atom als dritter Reaktionspartner nötig ist, wird der Photo-Wirkungsquerschnitt kleiner, je größer die Energie des Primärquants im Vergleich zur Bindungsenergie des K-Elektrons ist (die Abhängigkeit ist etwa E^{-3}). Solange die freie Weglänge jedoch kleiner als die Detektordicke bleibt, wird die Wechselwirkungszone nur weiter in das Detektorinnere verlagert; die Effizienz bleibt nahe bei eins. Je größer die freie Weglänge wird, desto höher ist aber die Wahrscheinlichkeit, daß das Primärquant den Kristall ohne Wechselwirkung wieder verläßt; die Photopeak-Effizienz sinkt zu hohen Energien hin rapide.

Je niedriger die Energie des Primärquants und je näher damit die Wechselwirkung der Detektoroberfläche ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß sekundäre Fluoreszenz-Photonen entweichen können. In diesem Fall wird nur die Energie des Photoelektrons im Kristall gesammelt. Die dadurch verursachte sog. Escape-Linie liegt bei der Energie, die der Differenz aus Primär- und Bindungsenergie entspricht.

In dem Maße, in dem die Bindungsenergien vernachlässigt und die Elektronen als quasi frei betrachtet werden können, dominiert der Compton-Effekt. Das Primärphoton wird inelastisch gestreut und gibt nur einen Teil seiner Energie an das Elektron ab. Die Wahrscheinlichkeit, daß das gestreute Photon den Kristall verläßt, ist relativ groß, und nur die Energie des Compton-Elektrons bleibt im Detektor. Je nach Stoßparameter liegt diese Energie zwischen Null und der sog. Compton-Kante E_C , die einem exakt rückwärts gestreuten Sekundär-Photon entspricht:

$$E_C = E_\gamma / (1 + mc^2/2E_\gamma) \quad (3)$$

Die Comptonstreuung liefert, bedingt durch die geringeren Bindungsenergien, höhere Beiträge für Detektor-Materialien niedriger Kernladungszahlen. Sie ist also zum Beispiel für Germanium stärker als für Natrium-Jodid.

Im Prinzip müssen, zusätzlich zu den bisher beschriebenen grundlegenden Prozessen, noch beliebige ihrer Kombinationen mit berücksichtigt werden, wie z.B. ein Compton-Stoß mit nachfolgender Photo-Absorption des gestreuten Photons. Eine genauere Betrachtung wurde von Kahabka (1983) durchgeführt, dessen analytisch gerechnete Detektor-Response-Matrix zur Entfaltung der Energieverlustspektren der Phoswich-Detektoren benutzt wurde.

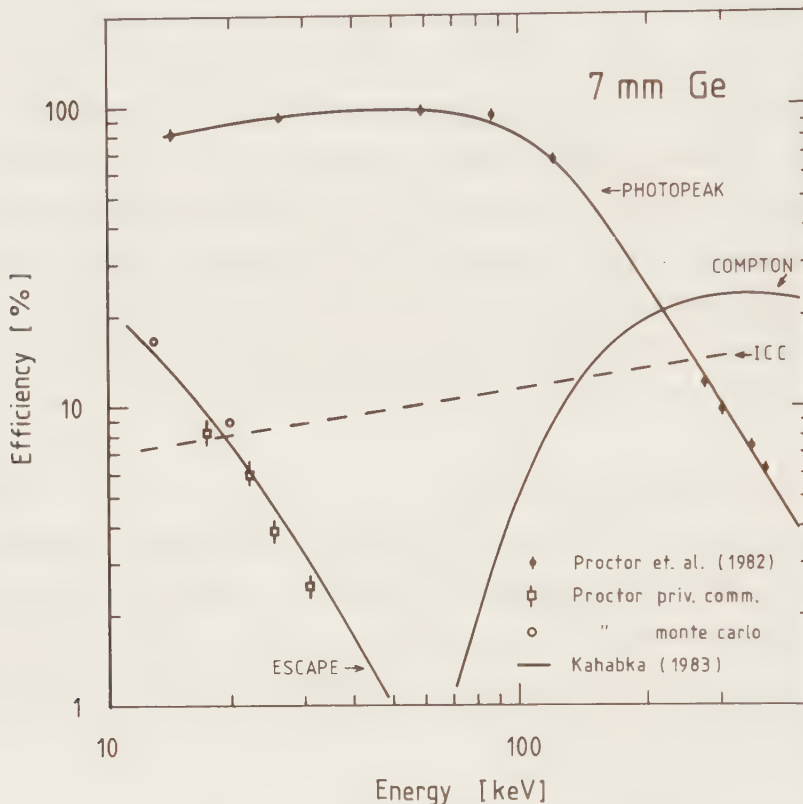


Abb. 10: Energieverlustprozesse im Germanium-Detektor

Die durchgezogenen Linien stellen Photopeak-, Escape- und Compton-Reaktionswahrscheinlichkeit für einen 7mm Germanium-Detektor dar. Die Datenpunkte geben Werte aus Messungen bzw. Monte-Carlo-Simulationen an. Die gestrichelte Linie zeigt den Anteil der unvollständigen Ladungsaufsammlung.

Abbildung 10 zeigt am Beispiel eines 7 mm Germanium-Detektors die spektralen Abhängigkeiten der verschiedenen Wechselwirkungsarten (siehe Kahabka 1983, Proctor et al. 1982, Cipolla und Gallagher 1979), dazu im Vergleich die mit radioaktiven Präparaten (Am241, Co57, Cd109, Ba133) gemessenen Punkte für die Photopeak- und Escape-Wahrscheinlichkeit (siehe auch Campbell und McNelles

1975). Speziell für den Halbleiterzähler tritt noch ein weiterer Effekt auf: Durch multiple Compton-Stöße sowie unvollständige Ladungsaufsammlung, insbesondere an den Rändern des Kristalls, wird der "verbotene" Bereich zwischen der Linie und ihrer Comptonkante aufgefüllt (Hansen et al. 1973). Der Prozentsatz dieser "incomplete charge collection" (ICC) in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Linie ist in Abb. 10 mit der gestrichelten Kurve angedeutet.

Die aus den bisher beschriebenen Prozessen resultierenden Energien sind eindeutig definiert in dem Sinne, daß zum Beispiel die Photo- und Escape-Linie einer monochromatisch eingestrahlten Spektrallinie nicht verbreitert werden. Die das Detektor-Auflösungsvermögen bestimmende Energie-Unschärfe wird erst beim Deponieren der Elektronenenergie und beim Aufsammeln der Lichtblitze (Szintillationszähler) bzw. Ionenpaare (Halbleiterzähler) erzeugt. Im Szintillationszähler produziert das Photoelektron über Anregung und Ionisation Lichtquanten etwa der Energie 3 eV (ca. 400 nm) mit einer Lichtausbeute von etwa 0.1 (bezogen auf die Energie des einfallenden Photons). Von diesen erreicht aber nur ein Bruchteil (typisch 0.4) die Photokathode, die ihrerseits eine relativ kleine Elektronenausbeute (ca. 0.2) hat. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten dieser Prozesse ist Poisson-verteilt, was zu einer Ungenauigkeit in der Energie-Bestimmung führt. Ebenso trägt die Nichtuniformität der Kristalle und Photomultiplier zur Energie-Unschärfe bei. Es ergeben sich damit Linienbreiten von ca 20% bei 60 keV. Für die spektrale Entfaltung wurde die Abhängigkeit der Halbwertsbreite von der Photonenenergie E zu $\text{FWHM} = 3.09 \cdot E^{0.4}$ angenommen. Genaue Messungen des Detektorauflösungsvermögens und der Nichtlinearität der Lichtausbeute wurden von Kahabka (1983) durchgeführt. Beim Halbleiter-Detektor ist der Abstand zwischen Valenz- und Leitungsband 2.9 eV (Germanium), die Sammel-Effizienz annähernd 100 %. Die statistisch verursachten Linienbreiten sind deshalb wesentlich kleiner als bei Szintillationszählern. Dagegen liegen die Bandabstände im Bereich thermischer Energien. Der Kristall muß deshalb auf die Temperatur flüssigen Stickstoffs gekühlt werden. Der dominante Beitrag zum Auflösungsvermögen ist dann durch elektronisches Rauschen und die große Empfindlichkeit für elektronische und akustische Störungen aus der Umgebung (z.B. Spitzen in der Betriebsspannung, Kochen des flüssigen Stickstoffs) gegeben. Im Flug 1981 betrug das mittlere Auflösungsvermögen der Halbleiterzähler etwa 2 keV, unabhängig von der Photonenenergie.

3.5 Totzeit

Die Weiterverarbeitung eines Photons in der Detektorelektronik benötigt eine endliche Zeitspanne, während derer keine weiteren Ereignisse gemessen werden können. Dies führt dazu, daß jeder Detektor eine spezifische, prozentuale Totzeit, nämlich das Produkt aus Ereignislänge und -rate hat.

Im Falle der Phoswich-Systeme werden die Signale der jeweils vier Detektoren eines Blocks in einem Summationsverstärker analog zusammengefasst. Die Gesamt-Totzeit ist damit um einen Faktor 4 größer als die der Einzeldetektoren. Durch sukzessives Einschalten der Detektoren und das Messen des entsprechenden Abfalls der proportionalen Zählrate kann die Gesamt-Totzeit bestimmt werden. Sie beträgt etwa $(38 \pm 4)\%$, bedingt durch die hohen Zählraten und die relativ langen Überladungspulse durch hochenergetische Teilchen. Im Gegensatz dazu hat das Germanium-Spektrometer eine eigene Verstärkerelektronik für jeden der sechs Detektoren. Die 1981 gemessene Totzeit beträgt hier etwa 5.5%. Im Flug 1980 gab es, durch den Durchgang hochenergetischer Teilchen verursachte, Überschwinger in den Verstärkern, die die Detektorelektronik zu 45% totlegten (siehe auch Proctor et al. 1982). Tabelle IV zeigt die Lebenszeiten (=1-Totzeit) der Detektoren in den verschiedenen Flügen.

Tabelle IV: Lebenszeit der Detektoren

Detektor	Phoswich	Halbleiter
Flug 1980	0.62	0.55
1981	0.62	0.95

3.6 Zeit-Korrekturen

Der Bord-Mikroprozessor ordnet die eintreffenden Ereignisse mit einer Übertragungsrate von ca. 30 kbit/sec in einen Telemetrierahmen ein. Anhand ihrer Stellung im Rahmen sind zum Beispiel die Phoswich-Ereignisse auf 2.2 ms genau datiert. Für die Untersuchung schnellerer Zeit-Variationen können zwei der Phoswich-Blöcke in einen hochauflösenden Modus geschaltet werden, in dem die Zeitspanne zwischen Eintreffen und Auslesen des Ereignisses (Zwischenspeicherzeit) mit einer Genauigkeit von 0.16 ms gemessen und anstelle der Puls-Ab-

klingzeit übertragen wird (siehe 2.1). Die Zwischenspeicherzeit wird von der Rahmen-Zeit abgezogen, um die wahre Ereigniszeit zu erhalten. Für den dritten Block muß dann, sollen Ereignisse geringer Zeitauflösung mit solchen hoher Zeitauflösung kombiniert werden, die mittlere Zwischenspeicherzeit der beiden anderen Blöcke ebenfalls subtrahiert werden. Diese mittlere Verweilzeit im Bord-Prozessor ist ca. 1.76 ms, also ein signifikanter Teil der Crab-Periode.

Solange ein absoluter Phasenanschluß nicht benötigt wird, brauchen konstante oder quasi-konstante Zeit-Korrekturen wie Leap-Sekunden, Signallaufzeiten und die relativistische Korrektur (siehe Blandford und Teukolsky 1976, Manchester und Taylor 1977) nicht berücksichtigt zu werden. Die einzige, für die Pulsaranalyse wichtige Korrektur ist die Reduktion der Ankunftszeiten auf ein für Pulsaruntersuchungen üblicherweise verwendetes Inertialsystem, nämlich die senkrecht zur Beobachtungsrichtung stehende Ebene, die durch das Baryzentrum des Sonnensystems geht. Dies ist nötig, um die durch die Erd-Bahnbewegung und -Rotation verursachte Doppler-Verschiebung der Puls-Ankunftszeiten zu eliminieren.

Der Vektor vom Teleskop zum Baryzentrum kann aus zwei Komponenten zusammengesetzt werden: der geozentrischen Position des Ballons $\vec{D}_e$, die durch die Navigationssysteme (siehe 2.2) gemessen wird, und der Position des Erdmittelpunktes relativ zum Baryzentrum $\vec{D}_b$. Dieser Baryzentrumsvektor beschreibt die Bahn der Erde um die Sonne und wird unter anderem durch die Stellung des Mondes, aber auch der einzelnen Planeten, beeinflußt. Er ist also im einzelnen eine komplizierte Funktion der Zeit. $\vec{D}_b$ wurde auf zwei verschiedene Arten berechnet: zunächst mit Hilfe eines Ephemeriden-Magnetbandes des MIT (I. I. Shapiro, priv. Mitteilung), außerdem mit einem selbstkonsistenten, analytischen Verfahren nach Stumpff (1979, 1980). Es zeigt sich, daß die beiden Methoden im Rahmen der hier benötigten Präzision äquivalent sind. Die baryzentrische Korrektur ergibt sich aus dem Skalarprodukt zwischen dem auf die Epoche 1950 umgerechneten Abstandsvektor (gemessen in Lichtsekunden) und dem auf den Pulsar weisenden Einheitsvektor $\vec{E}_p$ (Epoche 1950):

$$\Delta t_b = (\vec{D}_e + \vec{D}_b)_{1950} * \vec{E}_p \quad (4)$$

Da sich Δt_b mit der Zeit nur langsam ändert, ist es sinnvoll, nicht für jede Ankunftszeit t eine Korrektur zu berechnen, sondern geeignet zu interpolieren. Dazu wurden für einige Stützstellen die baryzentrischen Korrekturen bestimmt und folgende Funktion angepaßt:

$$\Delta t_b = t_B + \beta_B * t + t_E * \cos((t - t_K) * 2\pi / 86400 \text{sec}) \quad (5)$$

Die ersten beiden Terme entsprechen einer linearen Näherung für die Bahnbewegung der Erde. t_B ist der Abstand der Erde von der oben definierten Baryzentrumsebene in Lichtsekunden und nimmt Werte im Bereich ca. ± 499 sec (1 AU) an. β_B ist die aktuelle Bahngeschwindigkeit der Erde, projiziert auf die Beobachtungsrichtung, und liegt etwa zwischen ± 0.36 sec/Std. Der Cosinus-Term beschreibt die Erdrotation, t_E ist der auf die Beobachtungsrichtung projizierte Erdradius (typisch $2 \cdot 10^{-2}$ sec) und t_K die Kulminationszeit der Quelle. Die geographische Drift des Ballons wird dabei nicht explizit berücksichtigt, sondern durch die Anpassung automatisch den zwei verschiedenen Termen zugeordnet. Die Geschwindigkeiten des Ballons relativ zur Erdoberfläche sind im Verhältnis zur Bahn- und Rotationsgeschwindigkeit der Erde meist so klein, daß die erratischen Bewegungen des Ballons nicht ins Gewicht fallen. Es zeigt sich, daß für geeignet gewählte Fehler der Stützstellen (Genauigkeit der Ortsbestimmung ca. 10km) diese Form der Anpassung zu akzeptablen Werten von Chi-Quadrat führt, während eine lineare Interpolation unzulässig ist ($\chi^2_{\text{red}} \approx 400$). Im Falle der Crab-Beobachtung würde die Vernachlässigung des cos-Terms zu einer vollständigen Ausschmierung der Lichtkurve führen (siehe auch Wilson und Fishman 1983).

4. Gesamtspektrum des Supernovaüberrests

Die Differenz der Spektren aus Quell- und Hintergrundsbeobachtungen ergibt das Gesamtspektrum, d.i. die Summe aus Nebel- und Pulsaremission. Da im harten Röntgenbereich der Anteil der gepulsten Photonen am Gesamtfluß nur 15-22 % beträgt (siehe 6.2), ist das Gesamtspektrum, insbesondere für Messungen geringer Photonenstatistik, eine gute Näherung für das Nebelspektrum.

Tabelle V.: Gesamtspektren aus verschiedenen Beobachtungen

Flugdatum	9.Mai 1980		28.September 1981		
Detektortyp	HL	PW	HL	PW	
eingeschaltete Detektoren	6	4	4	12	
Fläche	103	777	69	2198	cm ²
Quellzeit	3905	2255	4071	4071	sec
Hintergrundszeit	3851	4735	3383	3383	sec
atm. Tiefe	3.49	3.66	5.78	5.78	g/cm ²
Reduktionsfaktor ^{a)}	1.00	0.96	0.55	0.55	
geom. Wichtfaktor	0.67	0.61	0.90	0.86	siehe 3.2
1-Totzeit	0.55	0.62	0.95	0.62	siehe 3.5
Zeitauflösung ^{b)}	4.35	0.54	1.30	0.16	ms
Energieauflösung	2.5	15	2.0	15	keV
Spektrum	HL-80	PW-80	HL-81	PW-81	
Signifikanz	34.6	53.5	28.1	192.3	Sigma
Energiebereich	21-177	18-200	25-130	20-270	keV
Potenzspektrum	einfach	einfach	einfach	m.Knick	
Chi-Quadrat	0.93	1.46	1.36	1.16	
Freiheitsgrade	23	25	13	36	
Intensität	2.8 ₊₂	2.8 ₊₁	2.8 ₊₂	2.78 ₊₀₃	c)
Reduktionsfaktor	0.69	0.42	1	1	d)
Spektralindex	2.13 ₊₁₃	1.94 ₊₀₈	2.15 ₊₁₆	1.86 ₊₀₃	
Knick	-	-	-	82 ₊₈	keV
Index n. Knick	-	-	-	2.35 ₊₁₁	

a) aus der atmosphärischen Absorption bedingter, relativer Reduktionsfaktor, bezogen auf 20-80 keV 3.5 g/cm²

b) bei 75 keV

c) *10⁻³ Photonen/cm² sec keV bei 50 keV

d) normiert mit Spektrum PW-81

Tabelle V gibt eine Zusammenfassung der für die verschiedenen Beobachtungen und Detektortypen charakteristischen Parameter (siehe auch 2.3) sowie einen Vergleich der gewonnenen Spektren. Die Qualität der einzelnen Messungen ist hauptsächlich durch die Photonenstatistik bestimmt und kann durch ihre Signifikanz Sigma beschrieben werden:

$$\text{Sigma} = \sqrt{\sum_{i=1}^n (y_i / \Delta y_i)^2} \quad (6)$$

y_i und Δy_i sind die Flußwerte der einzelnen Energieintervalle bzw. ihre Fehler.

Der Vergleich der Signifikanzen zeigt, daß die Messung PW-81 aufgrund der größeren verfügbaren Detektorfläche bei weitem die beste Statistik aufweist und sich deshalb zur näheren Untersuchung (Pulsaranalyse, Nebelspektrum s.u.) anbietet. Die Qualität der restlichen Spektren ist gut genug, um Aussagen über die Spektralform und mögliche scharfe Emissionslinien zu bekommen. Von den in Tabelle V zusammengestellten Spektren sollen nun das Phoswich-Spektrum aus dem Flug 1981 (PW-81) und das Halbleiter-Spektrum aus dem Flug 1980 (HL-80) genauer beschrieben werden.

4.1 Das Phoswich-Spektrum 1981

Der Verlauf der Crab-Beobachtung 1981 ist bereits in Abb. 8 dargestellt. Da sich im Verlaufe der Messung die atmosphärische Tiefe und damit die zur Spektral-Entfaltung nötigen Korrekturfaktoren stark änderten, war es sinnvoll, die Beobachtung in drei Teile zu unterteilen (UT=32.4-33.0, UT=33.0-33.6, UT=34.2-35.0), diese zunächst unter der Annahme einfacher Potenzgesetze einzeln zu entfalten und am Schluß der Prozedur zu einem gemeinsamen Quell-Spektrum zu mitteln.

Zur Reduktion des Rohspektrums werden Versuchs-Spektren durch die über dem Detektor liegenden Luftschichten, die Detektor-Eintrittsfenster und das Detektor-Ansprechvermögen gefaltet und an die gemessenen Datenpunkte angepasst (siehe 3.3, 3.4). Tabelle VI gibt für die verschiedenen, an das gemittelte Quell-Spektrum angepaßten Spektralformen die wahrscheinlichsten Parameter, das resultierende minimale Chi-Quadrat und die Wahrscheinlichkeit, daß bei der gegebenen

Anzahl von Freiheitsgraden dieser oder ein größerer Wert von χ^2 zufällig erreicht werden könnte (Bevington 1969, S.202). Nach Lampton et al. (1976) sind Modelle mit einer χ^2 -Wahrscheinlichkeit kleiner als 0.1 zu verwerfen. Ein einfaches Potenz-Spektrum oder ein Potenz-Spektrum mit einer überlagerten Emissionslinie können also ausgeschlossen werden.

Tabelle VI: Spektralformen für das Spektrum PW-81

Spektralform		Potenzspektrum (*)	Potenzspektrum mit Linie(**)	Potenzspektrum mit Knick(***)
Intensität	A	2.74+0.03	2.71+0.03	2.78+0.03
Spektralindex	b	1.94+0.02	1.96+0.03	1.86+0.03
Knickenergie	E_B	-	-	82+8
Index > Knick	c	-	-	2.35+0.11
Linienfluß	L	-	1.75+0.75	-
Chi-Quadrat		2.53	2.19	1.18
Freiheitsgrade		37	34	35
χ^2 -Wahrsch.		0.001	0.001	0.22
freie Parameter		2	5	4
Konfidenz-Level	k	2.3	5.9	4.7

$$\begin{aligned}
 (*) \quad N(E) &= A * (E / 50\text{keV})^{-b} \\
 (**) \quad &= A * (E / 50\text{keV})^{-b} + L / \sqrt{2\pi} \sigma * \exp -1/2*((E-E_L)/\sigma)^2 \\
 (***) \quad &= A * (E_B / 50\text{keV})^{-b} * (E/E_B)^{-c} \quad (\text{für } E > E_B)
 \end{aligned}$$

L: 10^{-3} Photonen/cm² sec; A: 10^{-3} Photonen/cm² sec keV bei 50 keV
 $\sigma = 6.8$ keV und $E_L = 73.3$ keV festgehalten

Die beste Anpassung ergibt sich danach für ein Potenzspektrum mit einem Knick bei etwa 80 keV. Der Unterschied der Spektralindizes vor bzw. nach dem Knick beträgt 0.49 ± 0.11 . Alle, auch die im weiteren Verlauf der Arbeit angegebenen Fehler sind nach der von Lampton et al. (1976) beschriebenen Methode berechnete 1-Sigma Standard-Abweichungen entsprechend einer Poisson-Photonenstatistik. Dabei werden in der Ebene je zweier freier Parameter Bereiche, die mit 68% Wahrscheinlichkeit die wahren Parameter enthalten (1-Sigma Konfidenzbereiche) durch die Konturen der Kurve $\chi^2_{\text{conf}} = \chi^2_{\text{min}} + k$ definiert. Die Werte von k sind in Tabelle VI angegeben. Abbildung 11 zeigt das Mittel der drei Quellspektren sowie das aus den drei Einzelmessungen zusammengesetzte Energieverlustspektrum der Phoswich-Detektoren. Die durchgezogene Linie gibt das am besten passende, geknickte Potenzgesetz an.

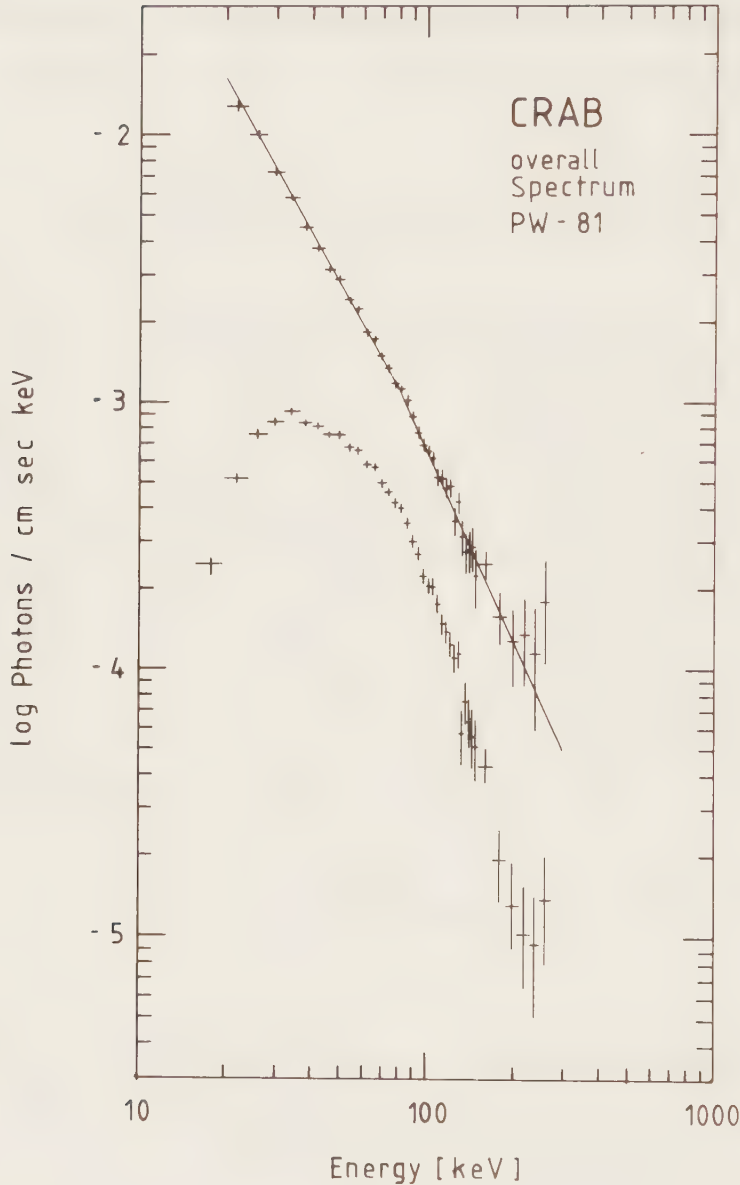


Abb. 11: Crab-Gesamtspektrum Phoswich 1981

Die Abbildung zeigt das Gesamtspektrum (Nebel + Pulsar) aus der Beobachtung 1981. Das gemittelte Energieverlustspektrum der Phoswich-Detektoren (unten) und das entfaltete Quell-Spektrum (oben) sind übereinandergezeichnet. Die durchgezogene Linie gibt die beste Anpassung für ein geknicktes Potenz-Spektrum an. Die Ordinaten-Skala bezieht sich auf das Quell-Spektrum; die Skala für das untere Spektrum sollte eigentlich $\text{Counts/cm}^2 \text{ sec keV}$ heißen.

4.2 Das Halbleiter-Spektrum 1980

Wie oben beschrieben, sind die drei weiteren Messungen aus Tabelle V, was ihre Photonenstatistik angeht, in keiner Weise mit dem Spektrum PW-81 vergleichbar. Erwartungsgemäß geben deshalb einfache Potenzgesetze akzeptable Anpassungen.

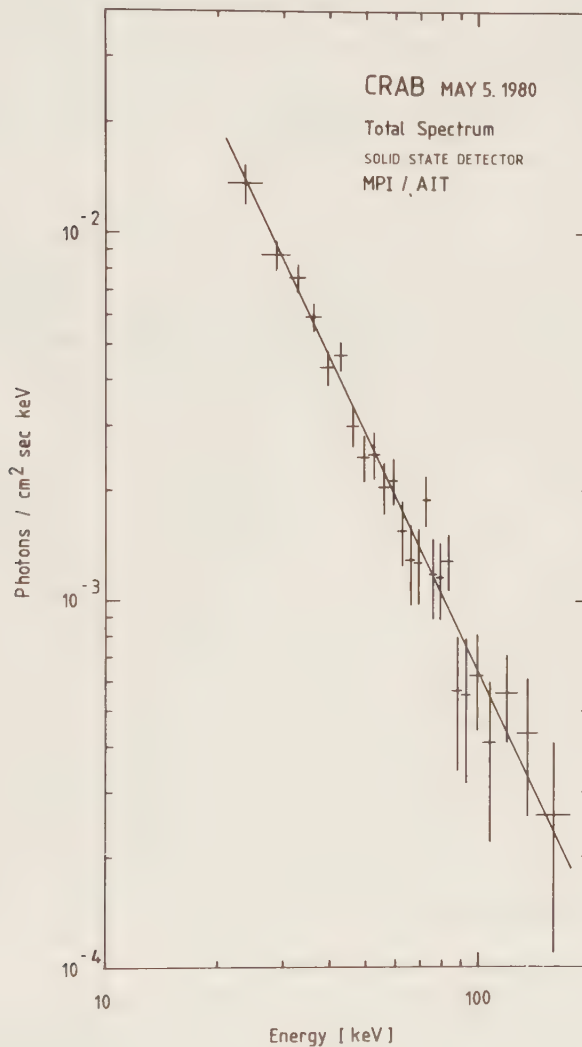


Abb. 12: Crab-Gesamtspektrum Halbleiter 1980

Dargestellt ist das entfaltete Quell-Spektrum (Nebel + Pulsar). Die durchgezogene Linie zeigt das Kontinuum aus Abb. 11. Der Datenpunkt bei etwa 75 keV hat eine Signifikanz von 2 Sigma über dem Kontinuum.

Die wahrscheinlichsten Parameter sind in Tabelle V vermerkt. In Abschnitt 2.3 und 3.2 ist bereits erwähnt, daß es beim Flug 1980 einige, sich im wesentlichen auf die Absolutkalibration auswirkenden Schwierigkeiten gab wie zum Beispiel Unsicherheiten in der Bestimmung der Gondelblickrichtung oder elektronische Totzeit. Dies führt dazu, daß die beiden Spektren des 80-er Fluges mit einem zusätzlichen Korrekturfaktor versehen werden müssen, der durch Intensitätsvergleich mit dem Spektrum PW-81 bestimmt wird und ebenso in Tabelle V angegeben ist. 1981 ist keine derartige Intensitätskalibration zwischen den Instrumenten nötig. Außer dieser Korrektur gibt es keine signifikanten Unterschiede zwischen den vier Spektren.

Abbildung 12 zeigt das 1980 mit dem Halbleiter-Detektor gemessene Quellspektrum, das unter der Annahme eines zugrundeliegenden, einfachen Potenzspektrums bereits entfaltet ist. Aufgrund des hohen Energie-Auflösungsvermögens von 2-2.5 keV eignet sich der Halbleiter-Detektor besonders für die Suche nach scharfen Spektrallinien. Die von Ling et al. (1979) gefundene, mögliche Emissionslinie bei 73.3 keV mit einer Intensität von $(3.8 \pm 0.9) \cdot 10^{-3}$ Photonen/cm² sec, müßte sich in den Spektren HL-80 und HL-81 mit ähnlicher Signifikanz bemerkbar machen (siehe 2.1 und Proctor et al. 1982). Tatsächlich findet sich im betreffenden Messpunkt des Spektrums HL-80 eine Intensität von $(2.2 \pm 1.0) \cdot 10^{-3}$, in HL-81 von $(1.9 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}$ Photonen/cm² sec, über dem extrapolierten Kontinuum. Aus Tabelle VI ergibt sich außerdem für das Spektrum PW-81, unter der Annahme einer scharfen, durch das Detektor-Energieauflösungsvermögen gefalteten Emissionslinie bei 73.3 keV, ein positiver Fluß von (1.75 ± 0.75) Photonen/cm² sec. Keiner dieser Werte läßt jedoch statistisch signifikante Aussagen über die Existenz der Spektrallinie im Gesamtspektrum zu.

In Tabelle VII sind alle bisher veröffentlichten Aussagen über eine Spektrallinie bei ca. 73 keV im Gesamtspektrum zusammengestellt. Es gibt mehrere mögliche "positive Entdeckungen", ihre Signifikanz entspräche zusammengekommen etwa 7.7 Sigma. Demgegenüber stehen jedoch auch scharfe obere Grenzen, so daß eine Variabilität der Linie vermutet werden könnte. Es sind hier jedoch einige Zweifel angebracht. Zunächst kann die Nichtberücksichtigung des Knicks bei 80 keV die Existenz einer Emissionslinie in der Nähe dieser Energie vorspiegeln, wie das Spektrum PW-81 deutlich zeigt (siehe Tab. VI). Zudem ist im Hintergrundspektrum zumindest des HEXE-Halbleiterdetektors eine Hintergrundlinie bei 74 keV ($\text{Pb}_{K\alpha}$), so daß u.U. durch Fluoreszenz eine Quell-Linie vorgetäuscht werden kann.

Tabelle VII: Emissionslinie im Gesamtspektrum

Autoren	Datum	Energie (keV)	Fluß a)		Zähler	Fläche (cm ²)
Ling et al. (1979)	10.06.74	73.3	3.8+0.9		HL	28.5
Strickman et al. (1979)	10.05.76	73	<1.5	(95%)	PW	765
Manchanda et al. (1982)	26.08.79	73	5.0+1.5		MWPC	1800
Schwartz et al. (1980)	17.10.79	73	<2	(2σ)	HL	50
diese Arbeit	09.05.80	75	2.2+1.0		HL	100
Hameury et al. (1981)	24.09.80	73	<0.65	(95%)	HL	20
Hameury et al. (1983)	"	"	<1.7	(95%)	"	" b)
"	"	"	<2.7	(95%)	"	" c)
Ayre et al. (1983)	06.06.81	78.9	d)	(4.1σ)	HL	?
diese Arbeit	28.09.81	75	1.9+1.1		HL	66
"	"	73.3	1.8+0.8 ^{e)}		PW	2198

a) $\cdot 10^{-3}$ Photonen/cm² sec

b) 25^m Dauer

c) 10^m Dauer

d) keine Flußangabe (zeigt nach Angabe der Autoren "einige Variabilität")

e) jedoch ohne Berücksichtigung des Knicks bei 80keV !

5. Pulsaranalyse

5.1 Periodensuche

Das Anwachsen der Periode des Crab-Pulsars mit der Zeit (siehe 1., 10.) läßt sich durch eine Taylorreihe darstellen:

$$P(t) = P(t_0) + \dot{P}*(t-t_0) + \ddot{P}/2*(t-t_0)^2 + \dots \quad (7)$$

Die ersten Glieder dieser Reihe sind durch Radiomessungen sehr genau bekannt. Die Werte (Hankins 1980, priv. Mitteilung)

$$\begin{aligned} P &= 0.033235335646 \text{ sec} \\ \dot{P} &= 4.219036 * 10^{-13} \text{ sec/sec} \\ \ddot{P} &= -2.81107 * 10^{-24} \text{ sec/sec}^2 \\ &\text{Bezugsepoche J.D. 2444128.5 (12.9.79)} \end{aligned} \quad (8)$$

eignen sich wegen ihrer zeitlichen Nähe zu den Beobachtungen 1980 und 1981 gut zur Extrapolation.

Die baryzentrisch korrigierten Photonenankunftszeiten t_c (siehe 3.6) werden entsprechend ihrer Phasenlage in Lichtkurven-Bins einsortiert. Die Gesamt-Phase $\varphi(t_c)$ ist die Zahl (einschließlich Bruchteile) der seit der Anfangsepoche t_0 verstrichenen Perioden:

$$\varphi(t_c) = \int_{t_0}^{t_c} dt / P(t) \quad (9)$$

Zur näherungsweisen Berechnung des Integrals wird die Pulsarfrequenz $1/P(t)$ in eine Taylorreihe entwickelt, wobei gilt:

$$1/P(t) = 1/P - \dot{P}/P^2*(t-t_0) + (2\dot{P}^2/P^3 - \ddot{P}/P^2)*(t-t_0)^2 + \dots \quad (10)$$

Damit wird die Phase zu:

$$\begin{aligned} \varphi(t_c) = & [(t_0) + (t_c-t_0)/P - (t_c-t_0)^2*\dot{P}/2P^2 + \\ & + (t_c-t_0)^3 * (\dot{P}^2/3P^3 - \ddot{P}/6P^2)] \text{ modulo } 1 \end{aligned} \quad (11)$$

Generiert man eine Lichtkurve mit 128 Phasenbins, so zeigt sich, daß für den Crab-Pulsar der quadratische Term in $(t_c - t_0)$ ab 6400 sec, der kubische Term ab $1.5 \cdot 10^6$ sec Beobachtungszeit jeweils ein Phasenbin beträgt. Für die Ballonbeobachtungen von typischerweise wenigen Stunden genügt es also, den quadratischen Term zu berücksichtigen.

Um Ungenauigkeiten der Extrapolation und mögliche Periodensprünge auszugleichen, wird ein Bereich um die extrapolierte Radioperiode abgesucht. Die resultierenden Lichtkurven werden mit Hilfe des Chi-Quadrat-Tests gegen eine Konstante geprüft. An der Stelle der wahren Periode ist die Modulation am stärksten, das χ^2 erreicht ein Maximum. Im idealisierten Fall einer rechteckförmigen Lichtkurve sollte sich eine Dreiecksfunktion der Such-Periode mit einer Halbwertsbreite $\Delta P = P^2 / 2 \cdot T_{\text{beob}}$ ergeben.

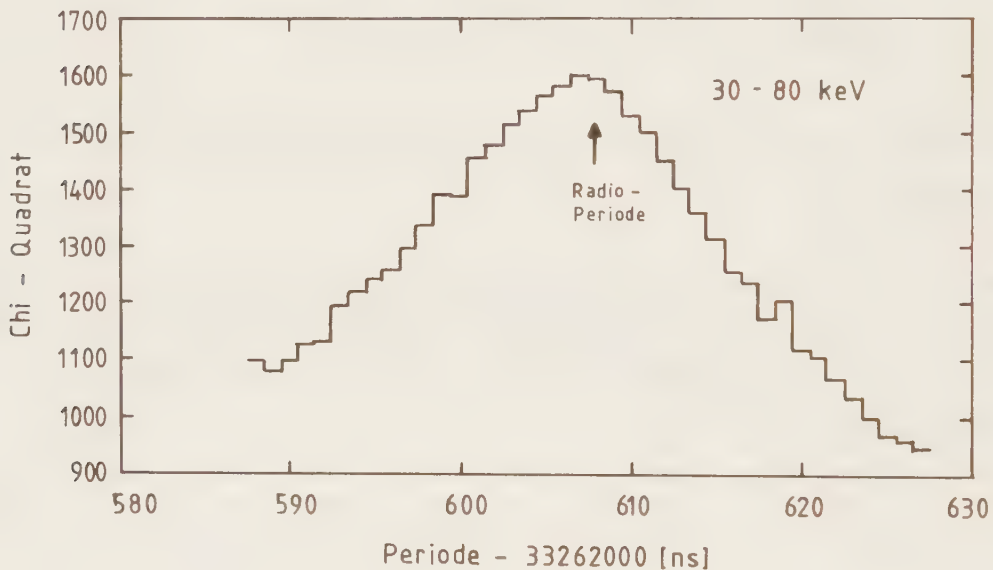


Abb. 13: Chi-Quadrat Periodensuche

Für die 128 Phasenbins der Crab-Lichtkurve ergibt sich ein maximales Chi-Quadrat von etwa 1600 in der Nähe der extrapolierten Radio-Periode.

5.2 Lichtkurven

Abbildung 13 zeigt die Verteilung des Chi-Quadrats in Abhängigkeit von der Versuchs-Periode für die Beobachtung 1981. Es wurden die Daten der beiden Phoswichblöcke mit dem besten Zeit-Auflösungsvermögen im Energiebereich 30-80

keV benutzt (1470 cm^2). Die wahrscheinlichste Periode liegt bei 33.262607 ms und stimmt im Rahmen der Fehler mit der extrapolierten Radioperiode überein.

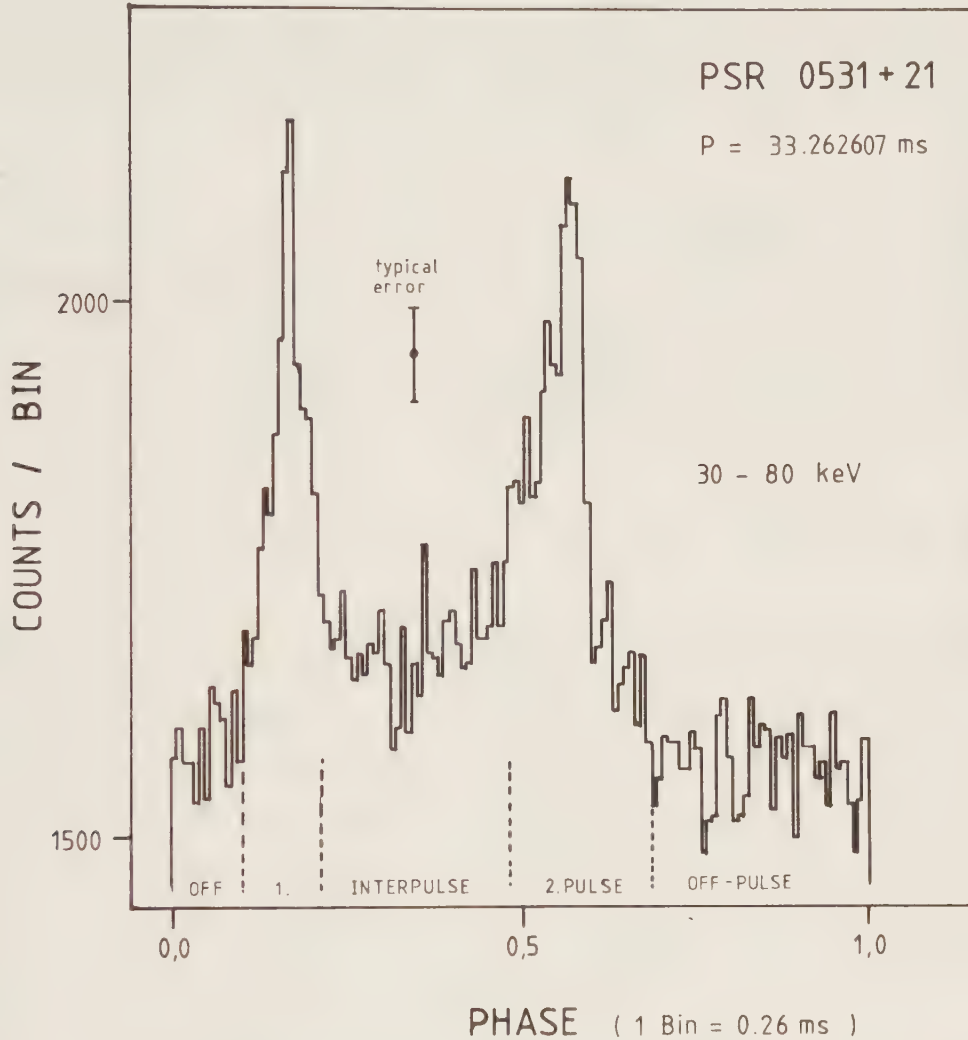


Abb. 14: Lichtkurve des Crab-Pulsars

Ein Phasen-Bin entspricht 0.26 ms . Es wurden nur Ereignisse der beiden Phoswich-Detektoren mit dem besten Zeit-Auflösungsvermögen (0.16 ms , Fläche 1470 cm^2) benutzt.

Die dazugehörige Lichtkurve wird in Abb. 14 gezeigt (siehe auch Hasinger et al. 1982). Die bekannte Doppelpulsstruktur ist scharf ausgeprägt, mit maximalen Intensitätsgradienten von Faktoren 2 innerhalb etwa 10^{-4} sec .

Für jeden der beiden Tage des Ballonfluges 1980 wurde die gleiche Prozedur durchgeführt. Aus den in den Abschnitt 2.3 und Kapitel 4. dargelegten Gründen

sind jedoch sowohl die Photonenstatistik als auch das zeitliche Auflösungsvermögen bei dieser Messung schlechter als im Flug 1981. Aus der Lichtkurve können deshalb keine weiteren Erkenntnisse gezogen werden. Tabelle VIII gibt einen Vergleich der Periodenanalyse der Flüge 1980 und 1981. Zu jedem Beobachtungsdatum sind die Bezugsepoche in UT, das Julianische Datum und die gefundene Periode angegeben. Die letzte Spalte zeigt den Offset der extrapolierten Radioperiode.

Tabelle VIII: Periodenanalyse

Bezugsdatum	Epoche (UT)	J.D.	Periode (ms)	Offset(ns)
9.5.1980	18.00	2444369.25	33.244111	0
10.5.1980	18.00	2444370.25	33.244147	0
29.9.1981	8.00	2444876.83	33.262607	-1

5.3 Suche nach "Giant Pulses"

Schon in ihrem Entdeckungspapier über den Crab-Pulsar veröffentlichten Staelin und Reifenstein (1968) sporadische, die Radio-Intensität des Nebels übersteigende Pulse. Seitdem sind im Frequenzbereich 111-932 MHz eine Vielzahl von Messungen sogenannter "Giant Pulses" veröffentlicht worden (z.B. Heiles et al. 1970, Heiles und Rankin 1971, Linscott und Hankins 1980), die typischerweise alle 5000-10000 Pulse mit der 1000- bis 2000-fachen Intensität normaler Pulse emittiert werden und damit bis zu 10% zur Radio-Luminosität des Crab-Pulsars beitragen. Gowyer und Argyle (1972) finden bei 146 MHz ca. alle 5000 Pulse einen Riesen-Puls. Diese werden zu 93% mit dem Hauptpuls und zu 7% mit dem Nebenpuls phasengleich gemessen, sollen jedoch zum Gesamtfluß nur etwa 0.7% beitragen. Die "Giant Pulses" scheinen nicht einfach aus dem oberen Ende der Verteilung der im Radiobereich ohnehin stark variablen Puls-Intensitäten zu kommen, sondern scheinen eine Klasse für sich zu sein. Diese Vermutung führt dazu, auch in anderen Spektralbereichen nach Puls-zu-Puls-Veränderungen zu suchen. Meidav und Sadeh (1981) konnten mit dem großflächigen A1-Experiment auf dem HEAO-1 Satelliten (7300 cm^2) im Energiebereich 0.15-20 keV einzelne Pulse auflösen, jedoch keine signifikanten Abweichungen von der mittleren Puls-Intensität finden. Die Veränderungen von Puls zu Puls waren kleiner als ca. 30%.

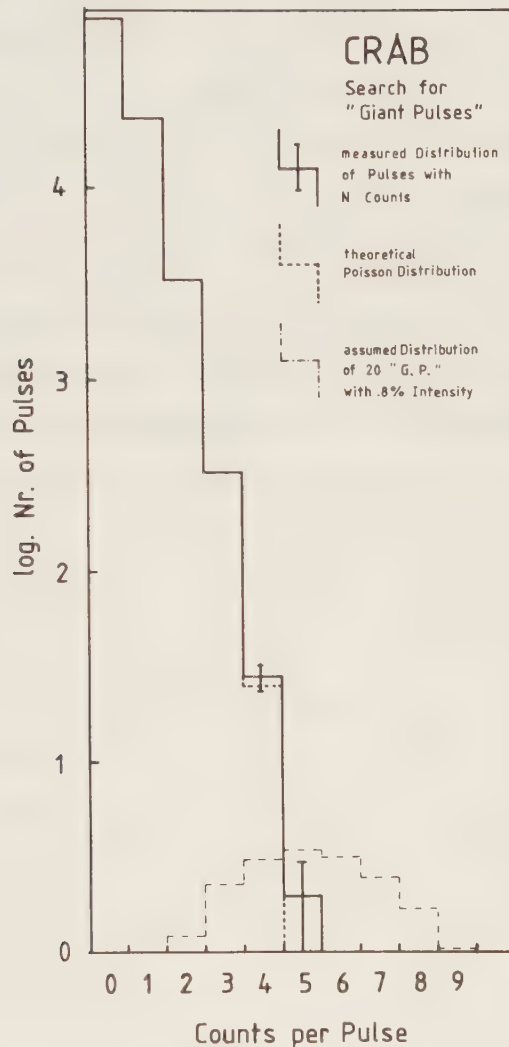


Abb. 15: Suche nach "Giant Pulses"

Durchgezogene Kurve: Verteilung der im Phasenintervall des ersten Pulses gemessenen Zählraten. Gestrichelte Kurve: Theoretische Poisson-Verteilung mit einem Mittelwert von 0.3 Ereignissen pro Puls. Zusätzlich ist der von 20 "Giant Pulses" mit 0.8% der gesamten gepulsten Intensität erwartete Beitrag eingezeichnet.

Im Energiebereich 30-80 keV ist es mit 1470 cm^2 nicht möglich, einzelne Pulse zu messen. Die mittlere Zählrate ist 60 cts/sec, wozu Hintergrund und Nebel-emission den größten Anteil beitragen. In dem Phasenintervall, das dem ersten Puls entspricht (Phasenbin 15-31), werden im Mittel 0.30 Ereignisse gezählt, wovon 14% vom Pulsar stammen. Aufgrund des hohen Zeit-Auflösungsvermögens,

jedoch beschränkt durch die Telemetrie-Übertragungs-Rate, könnten während der 4 ms des ersten Pulses in zwei Detektor-Blöcken etwa 8-9 Ereignisse aufgenommen werden. Die Beobachtungszeit im Flug 1981 beträgt 104000 Crab-Perioden; eine Frequenz von 1/5000 zugrunde gelegt, sollten also 20 "Giant Pulses" gesehen werden. Abbildung 15 zeigt die Verteilung der Ereignisse, die jeweils in dem, dem ersten Puls entsprechenden Zeitintervall gezählt wurden, sowie die Poisson-Verteilung für eine Rate von 0.29782 Ereignissen pro Puls. Es lassen sich keine Abweichungen von einer konstanten Zählrate feststellen. Die Tatsache, daß die gemessene Verteilung bei 5 cts/Puls abbricht, gibt eine obere Grenze von 0.4% für den Beitrag der "Giant Pulses" zur gesamten gepulsten Intensität (3 Sigma). Die gestrichelte Linie repräsentiert die hypothetische Verteilung von 20 derartigen Pulsen mit einem Intensitätsanteil von 0.8% an der gepulsten Emission.

6. Pulsphasenspektroskopie

6.1 Phasendefinition

Um Pulsphasenspektren von NP0532 zu erzeugen, muß der Beitrag des Crab-Nebels und des Hintergrundes zu der in der Lichtkurve gemessenen Intensität eliminiert werden. Da das Winkelauflösungsvermögen der Instrumente im harten Röntgenbereich nicht ausreicht, um den Pulsar vom Nebel zu trennen, wird üblicherweise angenommen, daß die Intensität von Nebel und Hintergrund durch das niedrigste Niveau der Lichtkurve gegeben ist, daß also der Beitrag des Pulsars im sogenannten "Off-Puls"-Bereich zu vernachlässigen ist.

Im Optischen und im weichen Röntgenbereich wurde vor kurzem mit Hilfe von Teleskopen entdeckt, daß der Pulsar auch im Off-Puls-Bereich eine signifikante Intensität von etwa 5-10% des gesamten, gepulsten Flusses zeigt (Smith 1980, Helfand 1980). Die Untersuchungen an der Form der Lichtkurve lassen eine ungepulste Emission der gleichen Größenordnung auch im harten Röntgenbereich vermuten (siehe Kap. 8., 9.). Im Zusammenhang mit der Diskussion um mögliche Zyklotron-Linien im Spektrum von 4U0115+63 wiesen Rose et al. (1979) darauf hin, daß durch die unbedachte Subtraktion physikalisch verschiedener "On-Puls"- und "Off-Puls"-Spektren scheinbare spektrale Strukturen ohne physikalisch sinnvollen Gehalt produziert werden können. Aus diesen Gründen könnten in den gepulsten Spektren unvermeidbare systematische Fehler der Größenordnung 10% auftreten.

Die Lichtkurve aus Abb. 14 wird entsprechend der Pulsstruktur in verschiedene Phasenbereiche eingeteilt: Nebel + Hintergrund (Off-Puls), Puls 1, Zwischenpuls, Puls 2. Für hochaufgelöste Pulsphasenspektroskopie werden diese Bereiche noch feiner unterteilt. Die genaue Zuordnung der Phasen-Bins ist aus Abbildung 14 und Tabelle IX zu entnehmen. Diese Einteilung ist jedoch relativ willkürlich und wird, je nach Energiebereich, Photonenstatistik und zeitlichem Auflösungsvermögen, von verschiedenen Autoren unterschiedlich vorgenommen. Die Auswirkungen derartiger Diskrepanzen auf die untersuchten Spektren werden in Kapitel 8 diskutiert.

Für die hochaufgelöste Pulsphasenspektroskopie werden nur die Daten der beiden Phoswich-Blöcke mit dem besten zeitlichen Auflösungsvermögen (0.16ms) benutzt.

Die weiteren gepulsten Spektren enthalten zusätzlich die Ereignisse des dritten Phoswich-Blocks mit einem Zeit-Auflösungsvermögen von ca 2.2 ms, für die eine Phasen-Korrektur (siehe 3.6) angebracht werden mußte.

Tabelle IX: Pulsphasendefinition

Pulsbereich	Phasenbins (geringe Zeitauflösung)	Phasenbins (hohe Zeitauflösung)	Nummer
Nebel+Hintergr. Puls 1	1-8 17-27	1-8	
		17-23	1
		21-23	2
		24-27	3
Zwischenpuls	28-62	28-33	4
		34-40	5
		41-52	6
		53-62	7
		63-68	8
Puls 2	63-77	69-72	9
		73-77	10
Nebel+Hintergr.	88-128	88-128	
Pulsarspektrum	9-87	-	

6.2 Das Pulsar-Spektrum

Zur Erzeugung des über die Phase gemittelten Pulsarspektrums (PS-81) werden die Spektren der Puls- bzw. Nebel-Phasenbereiche getrennt voneinander aufsummiert und schließlich subtrahiert. Abbildung 16 zeigt das, unter der Annahme eines einfachen Potenzspektrums, nach der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Methode entfaltete Pulsarspektrum. Für ein einfaches Potenzgesetz ergibt sich eine gute Anpassung mit einem minimalen χ^2 von 0.78, einem Spektralindex von 1.92 ± 0.09 und einer Intensität von $(4.40 \pm 0.19) \cdot 10^{-4}$ Photonen/cm² sec keV bei 50 keV. Die durchgezogene Linie in der Abbildung repräsentiert das von Strickman et al. (1979) gemessene Pulsarspektrum, von dem keine Abweichung festzustellen ist. Das Verhältnis von Pulsar zu Gesamtintensität im Energiebereich 20-200 keV liegt damit zwischen 15 und 22%.

Strickman et al. (1982) fanden, nachdem sie die Daten ihrer Beobachtung in zwei Hälften unterteilt hatten, zunächst eine scharfe Emissionslinie bei 77 keV mit einer über den Puls gemittelten Intensität von $(2.9 \pm 0.8) \cdot 10^{-3}$ Photonen/cm² sec, die jedoch nach etwa 25 Minuten verschwand. Die obere Grenze für die restliche

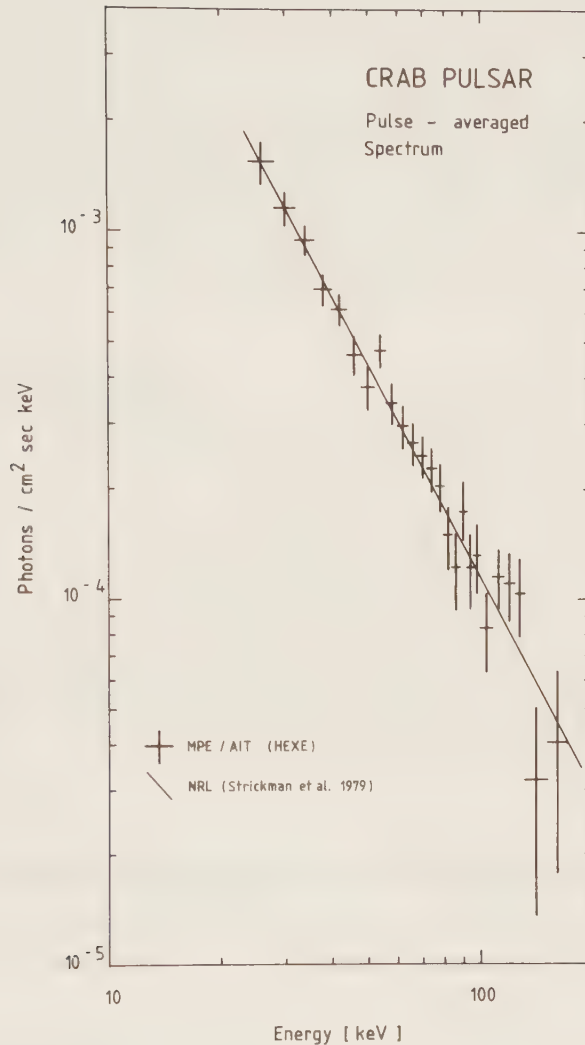


Abb. 16: Hartes Röntgen-Spektrum des Crab-Pulsars

Die Datenpunkte stellen das phasengemittelte HEXE-Spektrum dar. Die durchgezogene Linie gibt das Spektrum von Strickman et al. (1979) an.

Beobachtung gaben die Autoren mit $8.4 \cdot 10^{-4}$ Photonen/cm² sec an. Für das Spektrum PS-81 wurde eine scharfe Emissionslinie bei 77 keV durch das Detektor-Auflösungsvermögen gefaltet. Abbildung 17 zeigt die χ^2 -Fläche über der Ebene von Linien- und Kontinuumsintensität. Die Konturlinien geben die Konfidenzbereiche für 68% ($\chi^2+3.5$), 90% ($\chi^2+6.25$) und 99% ($\chi^2+11.3$) an. Für die Linienintensität ergibt sich damit eine obere Grenze von $1.0 \cdot 10^{-3}$ Photonen/cm² sec (99%), konsistent mit dem zweiten Teil der Beobachtung von Strickman et al. (1982) (siehe auch Hasinger et al. 1984).

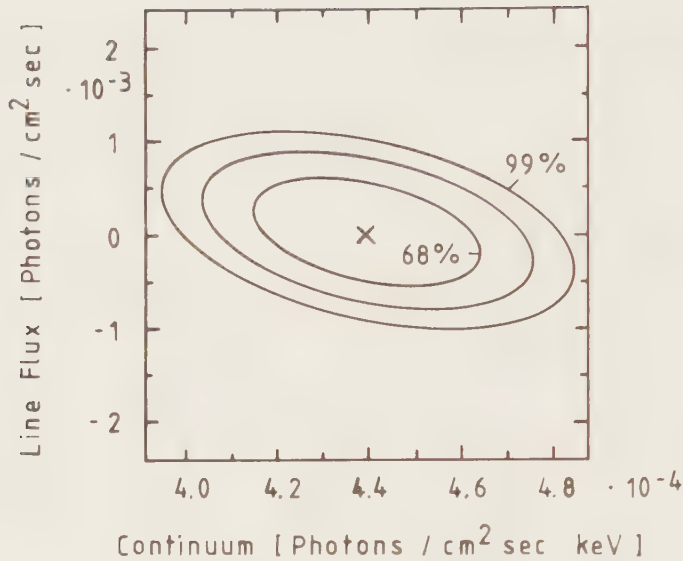


Abb. 17: Chi-Quadrat Konturlinien

Die von den jeweiligen Kurven eingeschlossenen Flächen geben die Bereiche an, in denen die Parameter mit 68%, 90% und 99% Wahrscheinlichkeit gefunden werden.

Tabelle X zeigt die bisher veröffentlichten Angaben über eine Spektrallinie bei etwa 75 keV im gepulsten Spektrum. Bis auf eine mögliche Entdeckung einer Linie mit zeitlich variabler Intensität (Strickman et al. 1982) wurden von allen Autoren strenge obere Grenzen angegeben.

Tabelle X: Emissionslinie im Pulsar-Spektrum

Autoren	Datum	Energie (keV)	Fluß a)		Zähler	Fläche (cm ²)
Strickman et al. (1979)	10.05.76	73	<0.49	(95%)	PW	765
Strickman et al. (1982)	"	76.6	2.9+0.8		"	" b)
"	"	77	<0.84	(99%)	"	" c)
Knight (1983,priv. comm)	1978	73	<1.0	(3σ)	NaJ	203
Mahoney et al. (1983)	1979-80	73	<0.28	(3σ)	HL	64
Hameury et al. (1983)	24.09.80	73	d)		HL	20
diese Arbeit	29.09.81	77	<1.0	(99%)	PW	2198

a) $\cdot 10^{-3}$ Photonen/cm² sec

b) für die ersten 25^m ihrer Beobachtung

c) für den Rest ihrer Beobachtung

d) keine obere Grenze angegeben, jedoch keine Evidenz für eine Linie

Auf der Suche nach möglichen zeitlichen Variationen des Spektrums wurde die Beobachtung in 17 Intervalle zu je 5 Minuten unterteilt und die gepulsten, auf Wichtfaktoren und atmosphärische Tiefe korrigierten Flüsse in verschiedenen Energiebereichen, unter anderem auch im möglichen Linienbereich 60-90 keV (siehe Abb. 18), auf Fluktuationen untersucht. Es wurden jedoch keine signifikanten Änderungen gefunden. Auch die Intensitätsverhältnisse zwischen den verschiedenen Pulsbereichen waren zeitlich konstant.

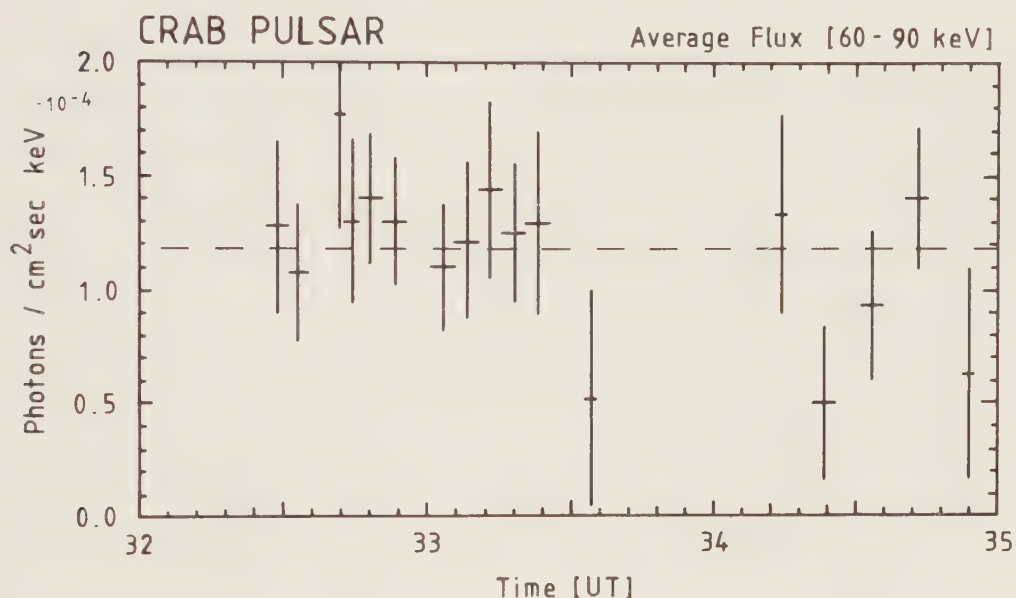


Abb. 18: Zeitliches Verhalten des gepulsten Flusses

Aus 17 Quell-Beobachtungen zu je etwa 5 Minuten ist im Energiebereich 60-90 keV, in dem eine u.U. variable Emissionslinie vermutet wird, aufgetragen. Es sind keine signifikanten Abweichungen von einer konstanten Rate erkennbar.

Das Hochenergie-Spektrum von NP0532 ist über viele Dekaden hinweg glatt. Graser und Schönfelder (1982) diskutieren im Energiebereich 50 keV - 2 GeV ein einfaches Potenzspektrum mit Spektralindex 2.2, während Knight (1982) einen Knick bei etwa 1 MeV, mit einem Unterschied von etwa 0.5 im Spektralindex, postuliert. Zur genaueren Untersuchung der wahren Spektralform wurden die in Tabelle XI angegebenen Literaturspektren digitalisiert und kombiniert. Für die verwendeten Datenpunkte war der systematische Fehler aus der Digitalisierung wesentlich kleiner als der angegebene statistische Fehler.

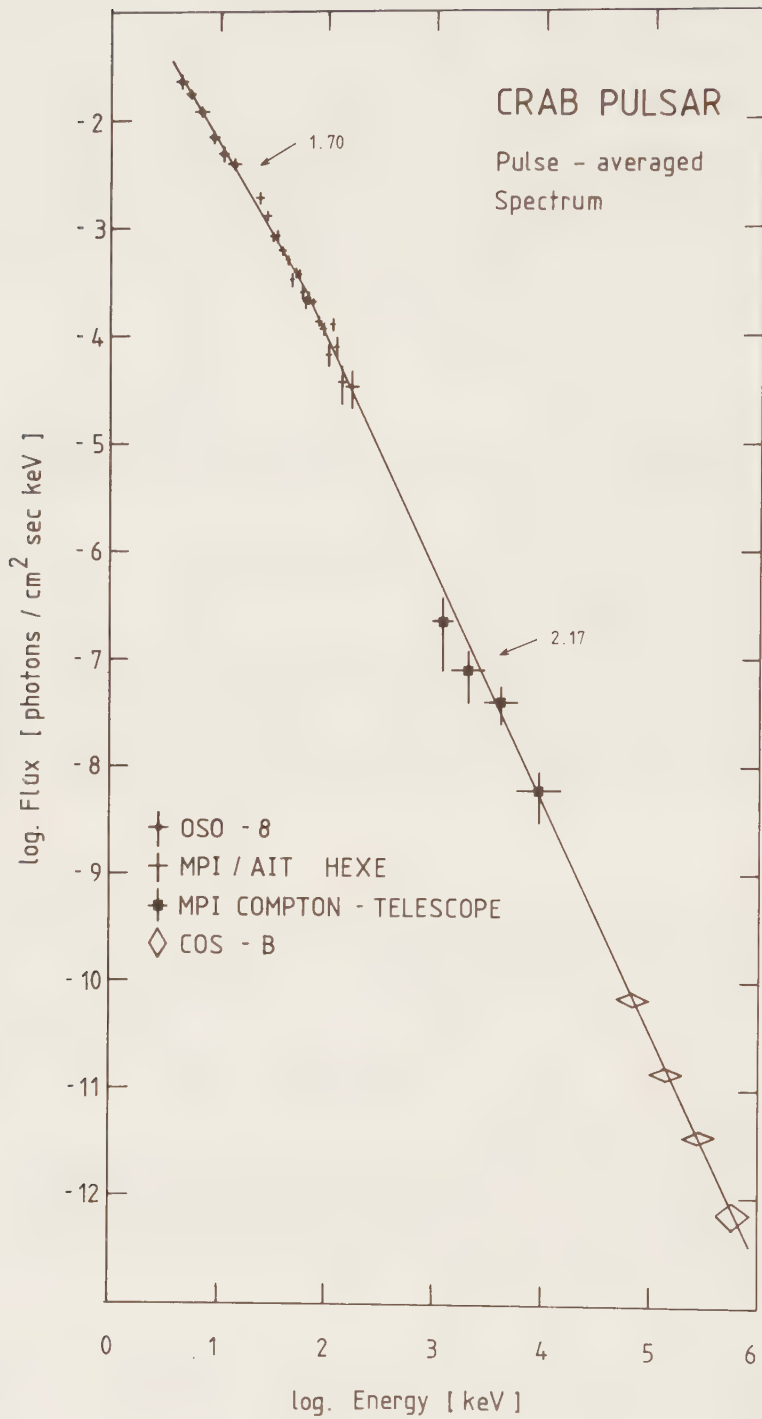


Abb. 19: Hochenergie-Spektrum des Crab Pulsars

Tabelle XI: Hochenergiespektrum des Crab-Pulsars

Referenz	Energiebereich	Experiment
Pravdo und Serlemitsos (1981)	4-20 keV	OSO-8 (*)
diese Arbeit (PS-81)	20-200 keV	HEXE
Graser und Schönfelder (1982)	1-20 MeV	Compton-Teleskop
Lichti et al. (1980)	0.05-2 GeV	COS-B

(*) Energiebereich 20-50 keV wurde nicht benutzt (siehe Abschnitt 8)

Abbildung 19 zeigt das kombinierte Hochenergiespektrum. Dieses ist nicht durch ein einfaches Potenzgesetz zu beschreiben, sondern weist einen Knick bei 63_{+30}^{+30} keV auf. Der Spektralindex vor dem Knick ist $1.70_{+0.06}^{+0.06}$ und $2.17_{+0.02}^{+0.02}$ nach dem Knick; der Unterschied also $0.47_{+0.045}^{+0.045}$. Die Intensität bei 50 keV ergibt sich zu $(4.08_{+0.24}^{+0.24}) \cdot 10^{-4}$ Photonen/cm² sec keV bei einem Chi-Quadrat von 1.41. Diese Spektralform ist nicht konsistent mit dem von Knight (1982) geforderten Knick bei 1 MeV. Dementsprechend liegt das Maximum der Leuchtkraft des Crab-Pulsars bei ca 60 keV anstatt bei 1 MeV (siehe auch Schönfelder 1983). Unter Hinzunahme der optischen Daten von Oke (1969) findet Knight (1983) diesen Knick bei etwa 30 keV, konsistent mit dem oben angegebenen Wert von 63_{+30}^{+30} keV. In der weiteren Diskussion wird der Knick bei 40 keV angenommen.

6.3 Die Variation des Spektralindex

Die in Abschnitt 6.1 definierten Phasenbereiche werden benutzt um hochaufgelöste Pulsphasenspektren zu erzeugen. Dabei wird von der Intensität des jeweiligen Phasenbereichs der konstante Fluß (Nebel und Hintergrund) subtrahiert und das entstandene Rohspektrum, unter der Annahme eines einfachen Potenzgesetzes, entfaltet. Tabelle XII gibt für die Pulsphasenspektren 1-10 (siehe Tabelle IX) die resultierenden Spektralindices.

Diese Werte sind in Abb. 20 mit den von HEAO-1 gemessenen verglichen (Knight 1982). Es zeigt sich eine signifikante Variation des Spektralindex über die Phase, wobei die Zwischenpuls-Spektren generell härter sind als die Spektren von Puls 1 und Puls 2. Die beiden Datensätze zeigen das gleiche Verhalten. Die Amplitude der Variation jedoch ist in den HEXE-Daten höher und konsistent mit der Messung von Pravdo und Serlemitsos (1981) bei niedrigeren Energien (2-50 keV). Der

Unterschied in der Amplitude der Variation wird deutlicher, wenn über größere Phasenbereiche zusammengefasste Spektren betrachtet werden. Dazu werden die in Tabelle IX angegebenen Spektren für Puls 1, den Zwischenpulsbereich und Puls 2 generiert und, wieder unter der Annahme von reinen Potenzgesetzen, entfaltet. In Tabelle XIII werden die Spektralindizes der verschiedenen Beobachter im gleichen Energiebereich (20-200 keV) verglichen (siehe Hasinger et al. 1982).

Tabelle XII: Variation des Spektralindex über die Puls-Phase

Phasenbereich	Spektralindex
1	1.98 ± 0.10
2	2.25 ± 0.13
3	2.11 ± 0.22
4	1.58 ± 0.30
5	1.40 ± 0.40
6	1.49 ± 0.31
7	1.60 ± 0.22
8	1.86 ± 0.13
9	2.02 ± 0.16
10	2.15 ± 0.14

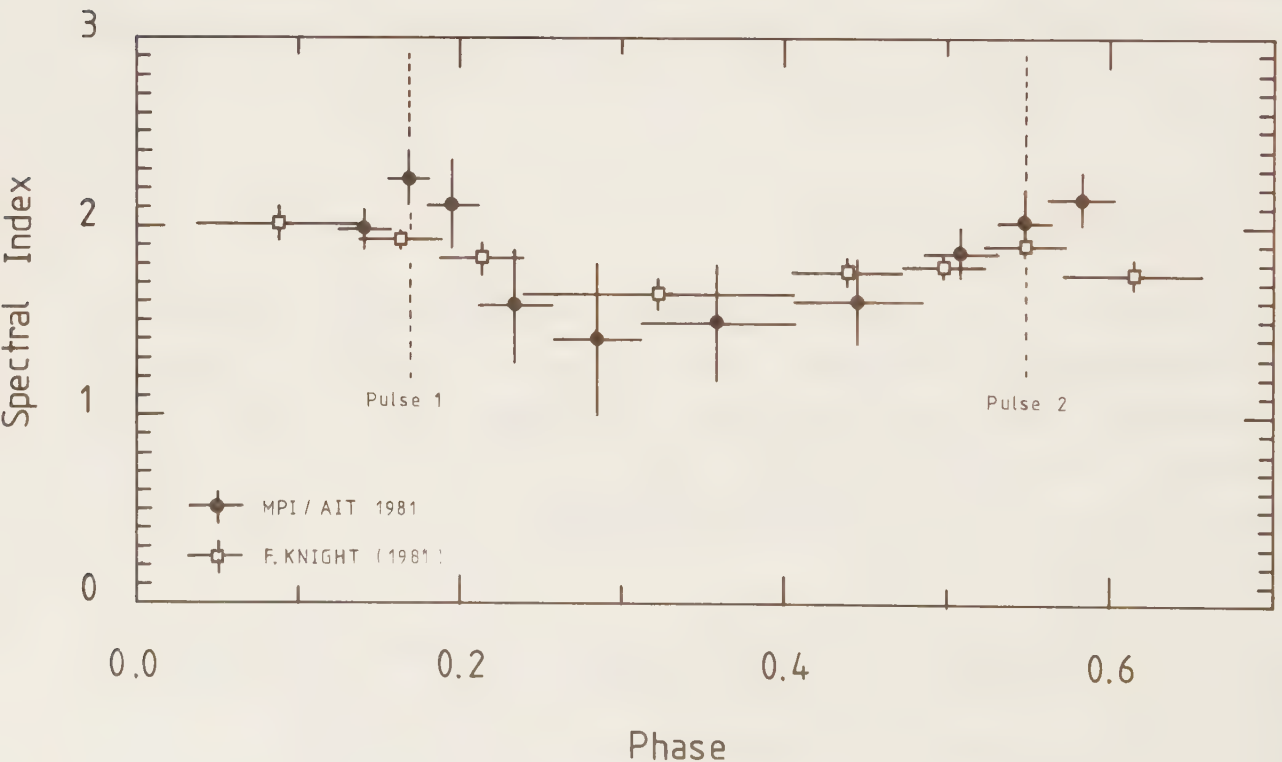


Abb. 20: Phasenvariation des Spektralindex

Die HEXE-Messung ist der vom HEAO-1 Satelliten im gleichen Frequenzbereich gewonnenen gegenübergestellt.

Tabelle XIII: Spektralindizes bei verschiedenen Puls-Phasen

Experiment	Gesamtpuls	Puls 1	Zwischenpuls	Puls 2
HEAO-1	1.83 ± 0.03	1.93 ± 0.05	1.64 ± 0.08	1.85 ± 0.05
HEXE	1.92 ± 0.09	2.28 ± 0.12	1.55 ± 0.18	2.00 ± 0.09
NRL	1.96 ± 0.05			

6.4 Das Zwischenpulsspektrum

Das Spektrum des Phasenbereichs zwischen den beiden Pulsen läßt sich im Energiebereich 20-200 keV nicht von einem einfachen Potenzgesetz unterscheiden (siehe 6.3). Knight (1982) zeigt jedoch, daß dies für das aus OSO-8 und HEAO-1 kombinierte Spektrum (4-700 keV) nicht gilt. Als beste Anpassung erhält er ein thermisches Bremsstrahlungsspektrum der Temperatur 151 ± 17 keV beziehungsweise ein Comptonisierungsspektrum mit einer Elektronentemperatur von 26 ± 3 keV und einer optischen Tiefe von 5.2 ± 0.3 . Da sich das geringere Zeit-Auflösungsvermögen von HEAO-1 im relativ breiten Phasenbereich zwischen den Pulsen nicht störend auswirkt, stimmen die Spektren von HEAO-1 und HEXE im Rahmen der Fehler überein (siehe auch Tabelle XIII). Sie können deshalb kombiniert werden, um die Statistik zu verbessern. Schönfelder (1983) gibt aus Messungen mit dem Compton-Teleskop eine obere Grenze für die Zwischenpulsintensität im Energiebereich 1.1-3 MeV an. Für die aus allen COS-B-Beobachtungen bis 1979 zusammengefasste Lichtkurve finden Wills et al. (1982) einen signifikanten Beitrag im entsprechenden Phasenbereich; der Anteil an der gesamten gepulsten Intensität beträgt $(15 \pm 4)\%$. Die verfügbaren Messungen sind in Tabelle XIV und Abb. 21 zusammengefasst.

Tabelle XIV: Das Hochenergiespektrum zwischen den Pulsen

Referenz	Energiebereich	Experiment
Pravdo und Serlemitsos (1981)	4-20 keV	OSO-8 (*)
diese Arbeit	20-200 keV	HEXE
Knight (1982)	15-200 keV	HEAO-1 LED1+LED2
Knight (1982)	50-700 keV	HEAO-1 LED1
Schönfelder (1983)	1.1-3 MeV	Compton-Teleskop
Wills et al. (1982)	0.05-3 GeV	COS-B

(*) Energiebereich 20-50 keV wurde nicht benutzt (siehe Kap. 7.)

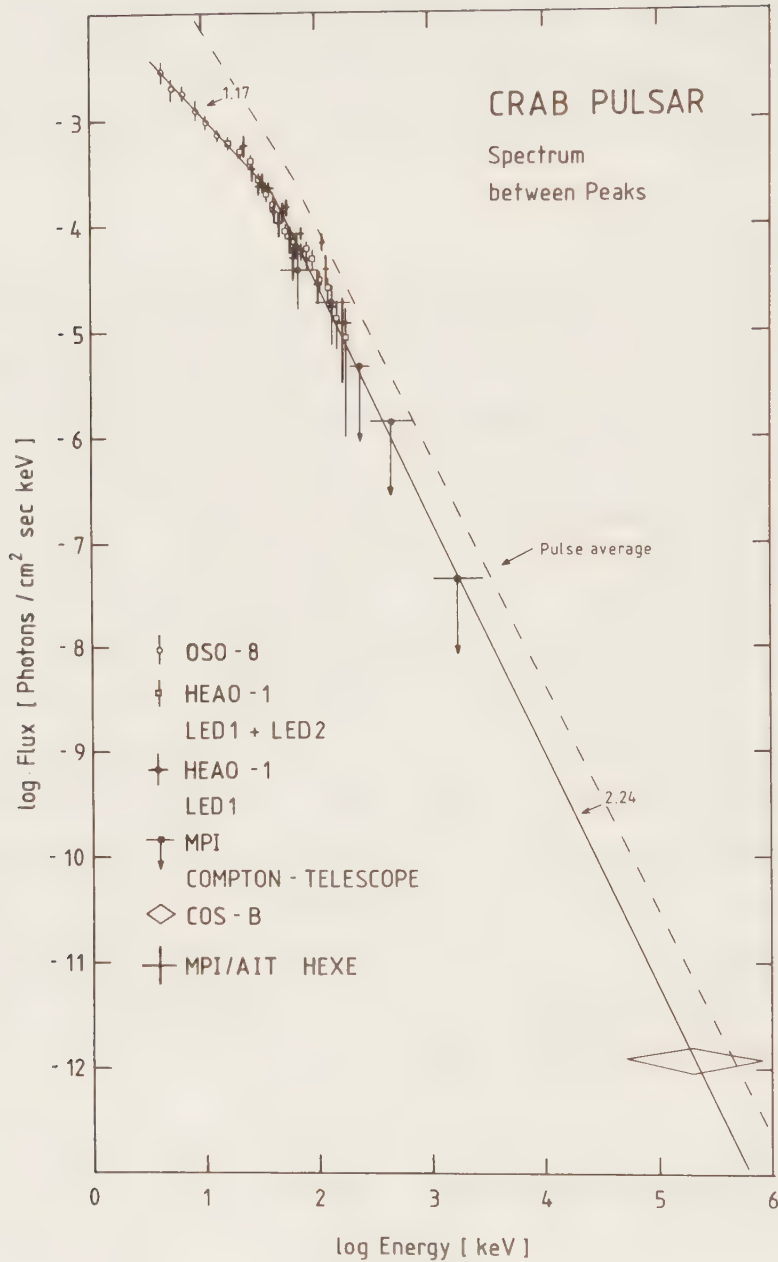


Abb. 21: Das Zwischenpulsspektrum (siehe Text)

Die von Knight (1982) vorgeschlagenen, thermischen Spektren sind nicht konsistent mit der von COS-B gefundenen positiven Zwischenpuls-Emission, sondern unterschätzen die Intensität im Hochenergie-Gammabereich um Größenordnungen (siehe Knight 1983). Ein von etwa 40 keV bis zu höchsten Energien kontinuierli-

ches Potenzgesetz steht jedoch im Einklang mit den Daten. Die durchgezogene Linie in Abb. 21 zeigt die beste Anpassung für ein Potenzspektrum, das bei 41_{-10}^{+10} keV abknickt. Der Spektralindex vor dem Knick beträgt $1.17_{-0.09}^{+0.09}$, nach dem Knick $2.24_{-0.07}^{+0.07}$. Die Intensität bei 50 keV ergibt sich zu $(1.39_{-0.09}^{+0.09}) \cdot 10^{-4}$ Photonen/cm² sec keV. Mit einem minimalen χ^2 von 1.84 bei 44 Freiheitsgraden, ist dieses Modell-Spektrum im Prinzip zu verwerfen. Der Großteil der Datenpunkte im Bereich 60–200 keV liegt signifikant über der besten Anpassung. Die 2-Sigma oberen Grenzen bei höheren Energien sind gerade noch mit dem Modell-Spektrum verträglich, zeigen jedoch systematisch niedrigere Intensitäten. In Kapitel 8 wird diskutiert, daß diese Inkonsistenzen unter anderem auch durch Unterschiede in der willkürlichen Phasendefinition hervorgerufen sein könnten.

7. Das Nebelspektrum

Das Pulsarspektrum (PS-81, siehe 6.2) wird vom Gesamtspektrum (PW-81, siehe 4.2) subtrahiert, um das reine Nebelspektrum zu erhalten. In Analogie zum Gesamtspektrum wird ein geknicktes Potenzgesetz an die Daten angepaßt. Die resultierenden wahrscheinlichsten Parameter sind, wie erwartet, den Parametern des Gesamtspektrums sehr ähnlich (vergleiche 4.2) und außerdem konsistent mit den von Strickman et al. (1979) angegebenen (NRL). Die Übereinstimmung der beiden Messungen ist im Energiebereich 20-250 keV besser als 10% und erlaubt es, das digitalisierte NRL-Spektrum mit dem HEXE-Spektrum zu kombinieren. Zusätzlich werden für das gesammelte Nebelspektrum auch die aus Lichti et al. (1980) extrahierten Datenpunkte des COS-B-Nebelspektrums verwendet, um eine Interpolation im Gamma-Bereich zu ermöglichen. Tabelle XV gibt für die Messungen der verschiedenen Autoren sowie das kombinierte Nebelspektrum die Parameter der geknickten Potenz-Spektren an.

Tabelle XV: Parameter der Nebelspektren

Spektrum	NRL	HEXE	Welt-Spektrum	
Energiebereich	20 - 250	20 - 270	20 - $2 \cdot 10^6$	keV
Signifikanz	112.9	117.9	163.3	
Chi-Quadrat	0.92	0.95	1.22	
Intensität	2.32 ± 0.08	2.28 ± 0.04	2.30 ± 0.04	(*)
Index < Knick	1.99 ± 0.07	1.90 ± 0.04	1.90 ± 0.03	
Index > Knick	2.42 ± 0.08	2.40 ± 0.18	2.41 ± 0.05	
Knickenergie	79.9 ± 10	82.0 ± 15	80.8 ± 4.0	keV
Unterschied im Sp. Index	0.43 ± 0.10	0.50 ± 0.18	0.54 ± 0.06	

(*) 10^{-3} Photonen/cm² sec keV bei 50 keV

Wegen des größeren Hebelarms ermöglicht das kombinierte Nebelspektrum eine wesentlich genauere Aussage über die Charakteristik des Knicks als die einzelnen Spektren im harten Röntgenbereich. Die Interpolation über mehrere Dekaden zum Hochenergie-Gamma-Bereich ist sinnvoll und zulässig, da das Spektrum auch im Zwischenbereich kontinuierlich ist (siehe z.B. Graser und Schönfelder 1982). Die Meßpunkte im Bereich 1-50 MeV haben jedoch so große Fehler, daß sie zu der in Tabelle XV angegebenen Information nichts beitragen können.

Abbildung 22 zeigt das HEXE-Nebelspektrum. Die durchgezogene Linie stellt die beste Anpassung an das Welt-Nebelspektrum dar. Aus der Abbildung ist gleichfalls ersichtlich, daß die Extrapolation zu niedrigeren Energien problematisch ist, da das ebenfalls dargestellte Spektrum von OSO-8 (Pravdo und Serlemitsos 1981) im Überlappungsbereich 20-50 keV eine geringere Intensität aufweist. (Beim Vergleich der OSO-8-Datenpunkte fällt auf, daß bei niedrigen und hohen Energien systematische Abweichungen zu dem in der Veröffentlichung angegebenen einfachen Potenzgesetz existieren, die vielleicht auf eine ungenaue spektrale Entfaltung hinweisen.) Bei niedrigeren Energien (4-20 keV) trifft die Extrapolation die Meßpunkte jedoch wieder. Dies ist der Grund, warum bei anderen Kombinationen mit OSO-8 Spektren (siehe 6.2 und 6.4) stets nur der Energiebereich 4-20 keV verwendet wurde.

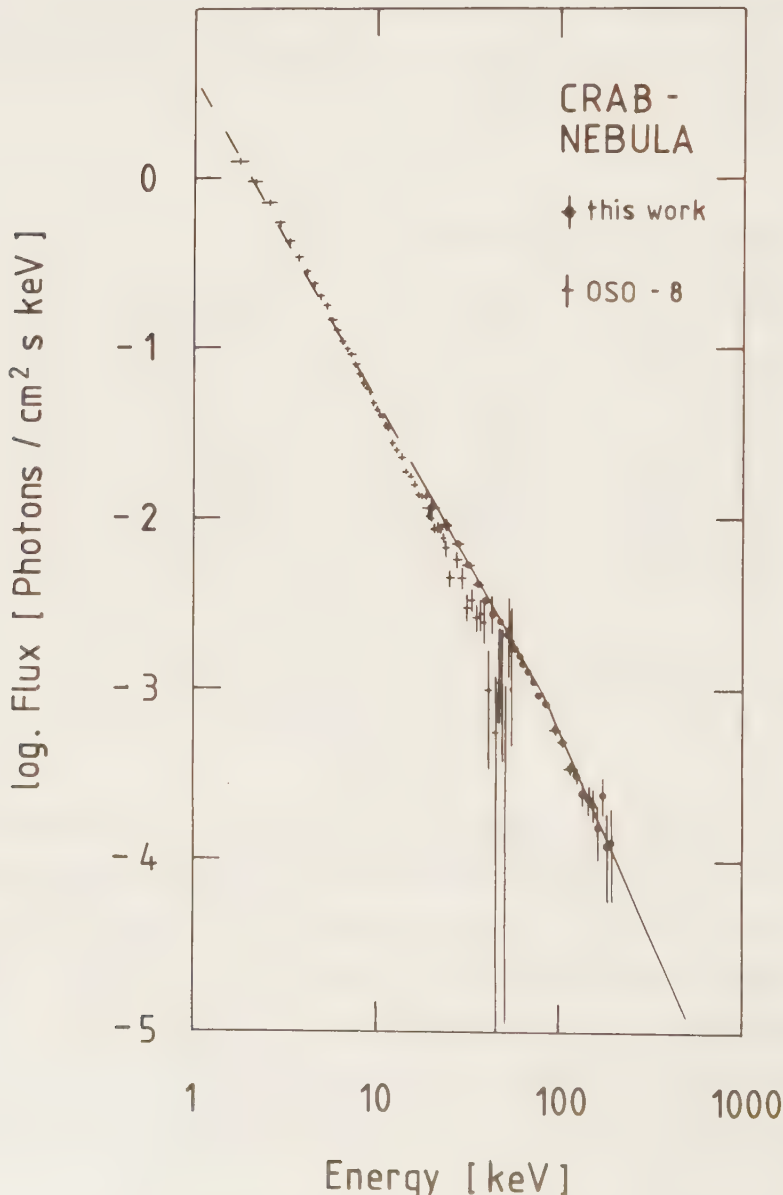


Abb.22: Das Spektrum des Crab-Nebels (siehe Text)

8. Pulsformanalyse

8.1 Methode

Die Pulsprofile der Crab-Lichtkurve zeigen im Bereich der Maxima scharfe Spitzen. Die steil abfallenden Flanken gehen allmählich in ausgedehnte Flügel über. Abgesehen von den beiden Spitzen ist die Krümmung der Kurve durchgehend positiv, die Pulsform ist also keinesfalls etwa durch Gauss-Kurven zu erklären. In einem Bereich von etwa 2ms beiderseits der Maxima lassen sich Dreiecksprofile anpassen und so die Halbwertsbreiten bestimmen (siehe auch Wilson und Fishman 1983). Die Wahl der Grenzen, innerhalb derer eine solche Anpassung akzeptabel ist, beinhaltet aber einige Willkür und hängt zudem von der Breite der Kurve selbst ab. Über den Zwischenpulsbereich sowie die Pulsflanken lassen sich dabei keine Aussagen gewinnen. Um eine Standardisierung der Pulsformanalyse und damit einen quantitativen Vergleich mit anderen Messungen zu ermöglichen ist es nötig, eine analytische Repräsentation der gesamten Lichtkurve zu finden. Es stellt sich heraus, daß durch asymmetrische, modifizierte Lorentz-Kurven die Pulsprofile in allen Spektralbereichen genügend gut angepasst werden können:

$$y = A * (1 + ((x-x_0)/HW)^L)^{-1} \quad (12)$$

Dabei gibt A die Pulshöhe, x_0 die Phasenlage des Maximums und HW die halbe Breite auf halber Höhe (HWHM) an. Die Lorentz-Kurve mit dem Exponent $L=2$ ist bei der Beschreibung von Resonanzphänomenen bekannt. Im allgemeinen Fall ist der Lorentz-Exponent aber eine Art Spektralindex, denn für große x geht die Lorentzkurve in ein Potenzgesetz $A*x^L$ über. Nach links und rechts müssen die Kurven periodisch fortgesetzt werden. Auf die abfallende Flanke des zweiten Pulses folgt also die ansteigende Flanke des ersten Pulses und umgekehrt.

Die verschiedenen, in den folgenden Abschnitten behandelten Lichtkurven wurden zunächst aus Abbildungen in der Literatur entnommen und digitalisiert, wobei darauf zu achten war, daß die systematischen Fehler der Digitalisierung wesentlich kleiner als die von den Autoren angegebenen statistischen Fehler sind. Eine Ausnahme bildet die optische Lichtkurve von Warner et al. (1969) mit sehr kleinen statistischen Fehlern. Die Autoren gaben bereits Zählraten je Phasenintervall an. In einer Vorauswertung wurden dann die Phasenlage des ersten Pulses, das Off-Puls-Niveau und der integrale gepulste Fluß bestimmt. Die Phaseninter-

vall-Grenzen wurden unter Annahme der Periode $P=33.262607$ ms in Millisekunden, bezogen auf den ersten Puls, umgerechnet. Zusätzlich wurde die Intensität anhand des gepulsten Flusses auf eins normiert. Zur Anpassung der Lichtkurven waren dann sieben freie Parameter nötig: die Pulshöhen A_1 und A_2 , die Halbwertsbreiten der ansteigenden und abfallenden Flanken von Puls 1 und Puls 2 (H_{1L} , H_{1R} , H_{2L} , H_{2R}) und der Lorentz-Exponent L .

8.2 Die Lichtkurve im harten Röntgenbereich

Neben der in Abschnitt 5.2 beschriebenen HEXE-Lichtkurve gibt es in der Literatur zwei weitere mit ähnlich gutem zeitlichen Auflösungsvermögen und guter Photonenstatistik, die ebenfalls aus Ballon-Messungen im harten Röntgenbereich gewonnen wurden. Tabelle XVI gibt eine Übersicht über die zum Vergleich herangezogenen Messungen:

Tabelle XVI: Lichtkurven im harten Röntgenbereich

Referenz	Energiebereich	Bins	Experiment	cm^2
Strickman et al. (1982)	20-200 keV	66	NRL 1976	765
Wilson und Fishman (1983)	45-110 keV	128	MSFC 1980	8100
diese Arbeit	30- 80 keV	128	HEXE 1981	1470

Aus den unterschiedlichen Messungen wird mit Hilfe eines einfachen Ansatzes eine kombinierte Lichtkurve erzeugt: Die einzelnen Phasenintervalle werden so aufgeteilt, daß Profile mit 1024 Bins entstehen. Bei den Lichtkurven mit 128 Meßpunkten wird dabei die Intensität bzw. der Fehler des einzelnen Meßpunktes auf 8 Bins gleichmäßig verteilt. Entspricht die Anzahl der Meßpunkte nicht einer Zweierpotenz, so müssen einzelne Bins "angeschnitten" werden. Die Punkte werden daraufhin so verschoben, daß die vorher ermittelten Phasenlagen des ersten Pulses in das gleiche Intervall fallen, anschließend die 1024 Punkte wieder auf 128 komprimiert und die so entstandenen Intervalle der verschiedenen Lichtkurven phasenrichtig gemittelt. Die harte Röntgenlichtkurve in Abb. 24 stellt das Ergebnis dieser Prozedur dar. Die statistische Signifikanz entspricht wie erwartet der Quadratsumme der einzelnen Signifikanzen. Die Energiegrenzen der so entstandenen Kurve lassen sich nicht eindeutig angeben, da zwar das zugrundeliegende Quellspektrum, nicht aber die atmosphärische Absorption und

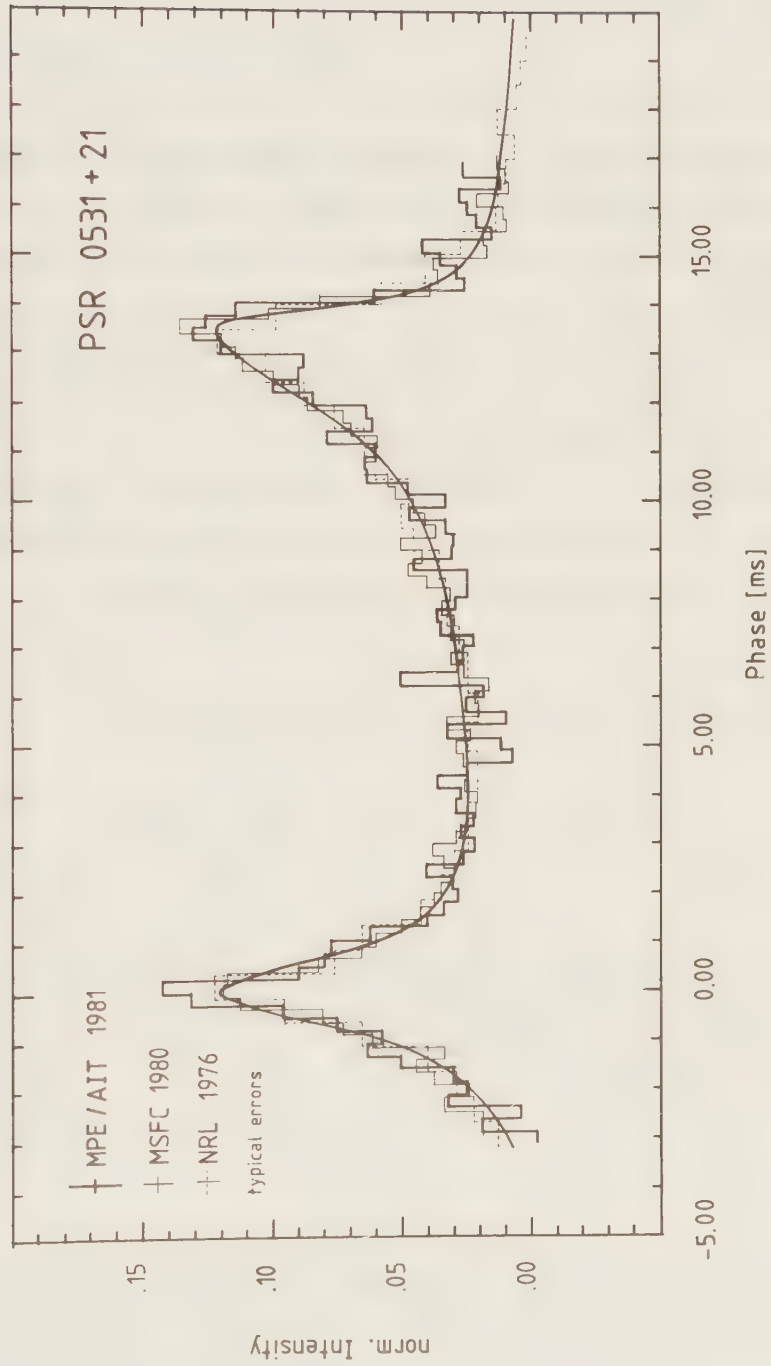


Abb. 23: Verschiedene Lichtkurven im harten Röntgenbereich (siehe Text)

das Detektor-Ansprechvermögen der einzelnen Messungen bekannt sind. Da es sich aber bei allen drei Messungen um Ballon-Experimente mit ähnlichen Detektor-Typen handelt, sollten auch die Energie-Schwerpunkte der Lichtkurven ähnlich sein. Als Näherung für die Energie-Grenzen ist deshalb 20-120 keV angenommen. Helmken (1975) wandte eine ähnliche Methode an, um die damals im Röntgenbereich vorliegenden Crab-Lichtkurven zusammenzufassen.

An jede der vier Lichtkurven werden nun nach dem in Abschnitt 8.1 beschriebenen Verfahren asymmetrische, modifizierte Lorentz-Kurven angepaßt. Die sich ergebenden wahrscheinlichsten Parameter sind in Tabelle XVII zusammen mit dem minimalen Chi-Quadrat für die Anpassung verglichen. Die Parameter der gemeinsamen Lichtkurve stimmen mit den aus den Einzelmessungen gemittelten überein. Das Verfahren der Zusammenfassung verbreitert also die Kurve nicht nennenswert. Abbildung 23 zeigt übereinandergezeichnet die drei Profile und als durchgezogene Linie die beste Anpassung, die sich aus der Kombination ergibt (siehe auch Hasinger et al. 1984). Aus der exzellenten Übereinstimmung der Kurven läßt sich eine obere Grenze von 10% für zeitliche Variationen der Pulsprofile, zumindest über einen Zeitraum von Jahren, angeben.

Tabelle XVII: Repräsentation der harten Röntgenlichtkurven

Lichtkurve	NRL 1976	MSFC 1980	HEXE 1981	Kombination	
Energiebereich	20-200	45-110	30-80	20-120	keV
Chi-Quadrat	0.83	1.40	1.15	1.14	
Freiheitsgr.	59	121	121	121	
A1	0.138 ± 0.012	0.120 ± 0.011	0.152 ± 0.023	0.133 ± 0.010	
A2	0.137 ± 0.009	0.138 ± 0.008	0.139 ± 0.016	0.137 ± 0.009	
H1L	0.73 ± 0.12	0.75 ± 0.12	0.67 ± 0.18	0.75 ± 0.11	ms
H1R	0.89 ± 0.16	0.99 ± 0.12	0.79 ± 0.23	0.93 ± 0.14	ms
H2L	2.58 ± 0.33	2.46 ± 0.31	2.35 ± 0.51	2.59 ± 0.26	ms
H2R	0.80 ± 0.10	0.78 ± 0.09	0.80 ± 0.16	0.79 ± 0.07	ms
L	1.42 ± 0.24	1.45 ± 0.19	1.31 ± 0.30	1.46 ± 0.15	

Trotz der generellen Ähnlichkeit lassen sich aber auch einige Unterschiede erkennen. Schon aus Tabelle XVII ergibt sich, daß die Lichtkurve HEXE-1981 zumindest im ersten Puls schärfer ist, d.h. die Pulshöhe größer und die Halbwertsbreite kleiner ist als beim gemittelten Profil. Aus den Anpassungen ist diese Aussage, bedingt durch die relativ großen Fehler, statistisch nicht zu erhärten; das Mittel aus den Quotienten der relevanten Parameter ist 1.13 ± 0.12 . Der Kern

des ersten Pulses liegt bei dieser Messung jedoch deutlich über der gemeinsamen Anpassung, die Differenz beträgt 2.8 Sigma. Die HEXE-Lichtkurve ist also rund 10% schärfer als die besten, sonst verfügbaren Messungen, was aus dem besseren zeitlichen Auflösungsvermögen verständlich ist.

8.3 Lichtkurven anderer Spektralbereiche

Die in Abschnitt 8.2 für den harten Röntgenbereich gewonnenen Aussagen lassen sich sinnvoll an Lichtkurven aus anderen Spektralbereichen prüfen und vervollständigen. Nützlich sind hierbei nur Messungen guter Photonenstatistik, da eine Anpassung mit sieben freien Parametern andernfalls keine sinnvollen Aussagen liefert. Tabelle XVIII gibt eine Übersicht über die verwendeten Lichtkurven, die im betreffenden Spektralbereich jeweils die neuesten Messungen mit der besten Photonenstatistik und dem besten Zeit-Auflösungsvermögen darstellen. Eine Ausnahme bildet die optische Lichtkurve von Warner et al. (1969), die wegen der direkten Angabe der Meßwerte leichter zu handhaben ist als die neueste Messung von Jones et al. (1981) und außerdem bereits eine ähnlich gute Statistik aufweist. Leider lagen zum Zeitpunkt der Niederschrift dieser Arbeit noch keine veröffentlichten Lichtkurven von Einstein (HEAO-2) und von EXOSAT vor.

Tabelle XVIII: Lichtkurven verschiedener Spektralbereiche

Bereich	Energie	Bins	Referenz	Experiment
optisch	2.1-4.1 eV	328	Warner et al. (1969)	
weiche*	0.6-23 keV	200	Kestenbaum et al. (1976)	CAL Rakete 1974
harte*	20-120 keV	128	siehe Tabelle XVI	Ballone 1976-1981
Gamma	50-3000 MeV	50	Wills et al. (1982)	COS-B 1975-1980

* Röntgenstrahlung

Die Lichtkurven werden zunächst nach der oben beschriebenen Methode normiert, auf 128 Phasen-Bins komprimiert (mit Ausnahme der COS-B Lichtkurve) und dann mit der in Abschnitt 8.1 angegebenen Funktion behandelt. Abgesehen von der ansteigenden Flanke des ersten Pulses im Optischen lassen sich gute Anpassungen durch die modifizierten Lorentz-Kurven finden. Die vier Lichtkurven sind zusammen mit den optimale Anpassungen in Abb. 24 gezeigt:

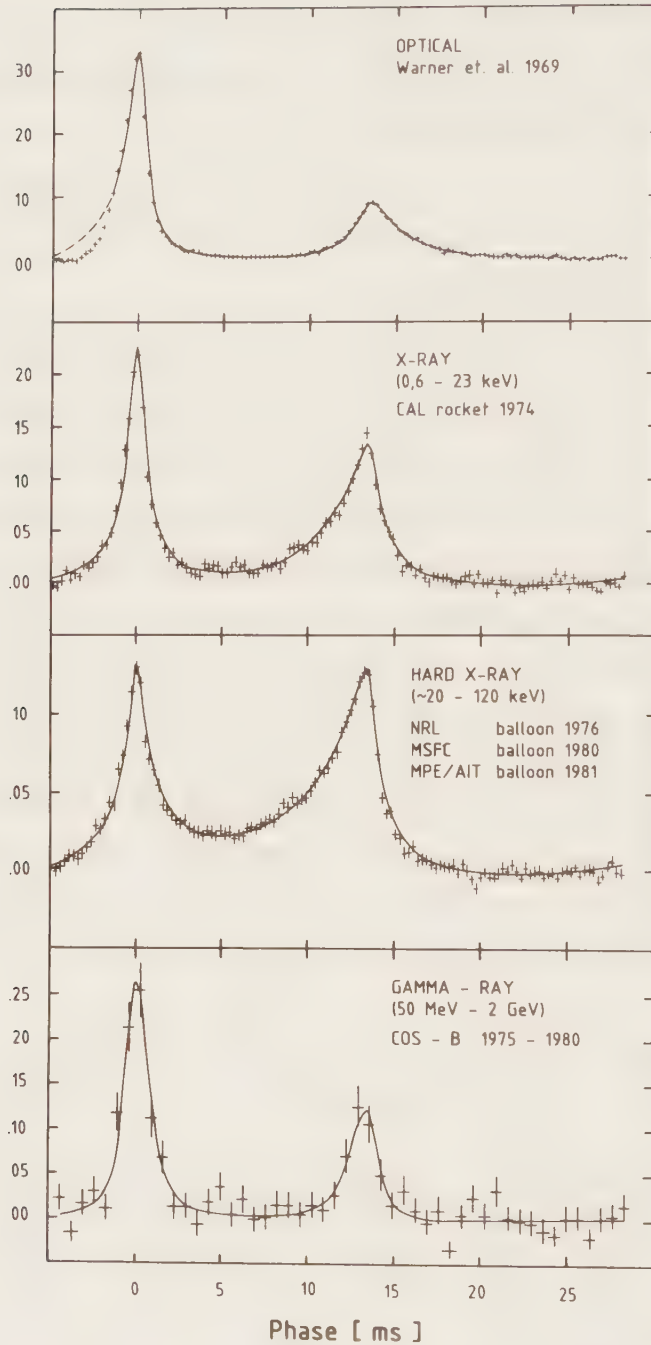


Abb. 24: Crab-Lichtkurve in verschiedenen Spektralbereichen

Aus den Halbwertsbreiten, der Pulshöhe und dem Lorentz-Exponent werden mittels numerischer Integration der analytischen Kurve die prozentualen Anteile von Puls 1 und Puls 2 sowie des Zwischenpulsbereiches (1.7-10.8 ms) berechnet. Bedingt durch die große Anzahl freier Parameter sind die Fehler dieser Werte jedoch wesentlich größer als die Fehler der durch einfache Summation der Phasenbereiche des ersten Pulses (-1.5-1.7 ms), des Zwischenpulses und des zwei-

ten Pulses (10.8-15.0 ms) gewonnenen Verhältnisse. Tabelle XIX gibt die Parameter der besten Anpassungen der jeweiligen Lichtkurven wieder und vergleicht die durch die beiden voneinander unabhängigen Methoden gewonnenen Verhältnisse von Puls 1 zu Puls 2 bzw. von Zwischenpuls zu Gesamtpuls. In Abbildung 25 sind diese Informationen graphisch dargestellt. Die systematischen Variationen der Parameter mit der Energie werden dabei deutlich.

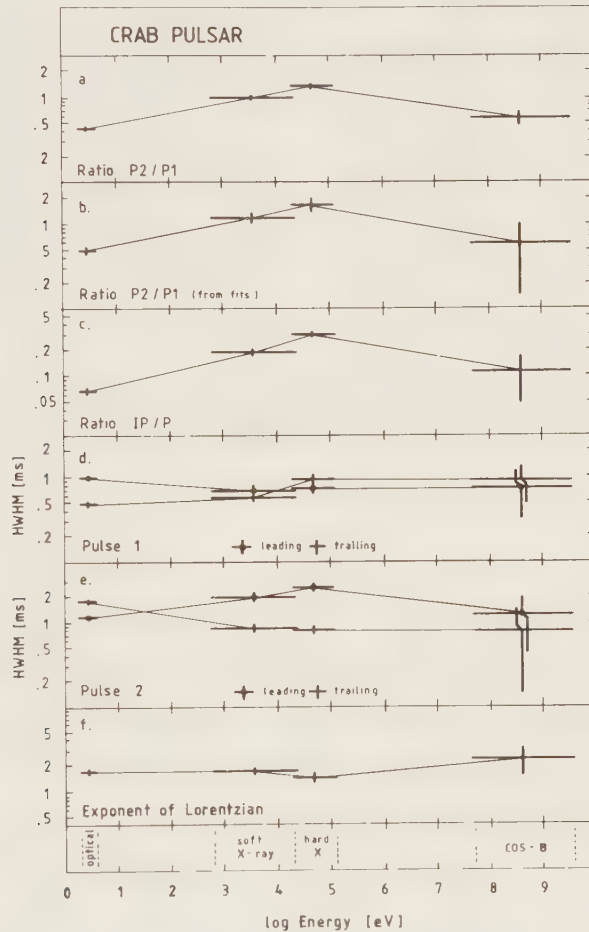


Abb. 25: Parameter der Pulsformanalyse

Für die vier Lichtkurven aus Abb. 23 sind jeweils die Parameter der besten Anpassung durch modifizierte Lorentz-Kurven, sowie die daraus gewonnenen Verhältnisse der Puls-Komponenten dargestellt.

Es zeigt sich, daß die Verhältnisse $P2/P1$ und IP/P , aber auch die ansteigende Flanke des zweiten Pulses das gleiche spektrale Verhalten zeigen. Diese Parameter haben im Röntgenbereich Maxima. Die in Abbildung 25 durchgezogenen

Linien sollen nur das Auge führen und keinesfalls die Daten überinterpretieren (siehe dazu auch Abb. 27).

Tabelle XIX: Form der Lichtkurven verschiedener Spektralbereiche

Bereich	optisch	weiche Röntgenstrahlung	harte	Gamma	
Chi-Quadrat	1.31	1.13	1.14	1.19	
Freiheitsgr.	121	121	121	43	
A1	0.342+0.010	0.228+0.016	0.133+0.010	0.265+0.089	
A2	0.094+0.004	0.137+0.011	0.137+0.009	0.123+0.052	
H1L	1.02 $\pm$ 0.04	0.72 $\pm$ 0.09	0.75 $\pm$ 0.11	0.76 $\pm$ 0.44	ms
H1R	0.49 $\pm$ 0.02	0.58 $\pm$ 0.07	0.93 $\pm$ 0.14	0.91 $\pm$ 0.44	ms
H2L	1.18 $\pm$ 0.08	1.98 $\pm$ 0.22	2.59 $\pm$ 0.26	1.24 $\pm$ 0.81	ms
L	1.74 $\pm$ 0.09	1.70 $\pm$ 0.17	1.46 $\pm$ 0.15	2.37 $\pm$ 0.77	ms
(P2/P1)	0.49 $\pm$ 0.04	1.17 $\pm$ 0.19	1.68 $\pm$ 0.28	0.55 $\pm$ 0.41	
(P2/P1) fit	0.42 $\pm$ 0.01	0.99 $\pm$ 0.03	1.36 $\pm$ 0.04	0.54 $\pm$ 0.11*	
(IP/P)	7.6	19.7	31.1	10.6	%
(IP/P) fit	6.8 $\pm$ 0.6	19.1 $\pm$ 1.2	30.7 $\pm$ 1.0	11 $\pm$ 6	%

* eine neuere Untersuchung unter Zuhilfenahme aller COS-B Beobachtungsperioden ergibt 0.56+0.08. (Özel 1983, priv. Mitteilung)

In diesem Zusammenhang ist die von Wills et al. (1982) gefundene, säkulare Variation von P2/P1 im Hochenergie-Gamma-Bereich interessant. Die COS-B Lichtkurve in Abb. 24 ist eine Mittelung über Messungen zu verschiedenen Zeiten. Das Pulsverhältnis P2/P1 schwankt dabei zwischen 0.4 und 1.3 mit einem Mittelwert von etwa 0.5. In den letzten Jahren allerdings war dieses Verhältnis relativ konstant bei etwa 0.5, was auch durch die Auswertung der Beobachtungsepoche 1980/81 bestätigt wird (Bennet 1983, priv. Mitteilung). Zusätzlich ist die statistische Signifikanz der COS-B Lichtkurve relativ klein, was sich in den Fehlerbalken der Abb. 25 niederschlägt. Aus statistischen Untersuchungen konnte für die Wahrscheinlichkeit, daß die säkulare Variation zufällig verursacht ist, ein Wert von $4 \cdot 10^{-3}$ abgeleitet werden (Özel 1983, priv. Mitteilung).

Um außerdem die Hypothese einer speziellen Emissionskomponente zwischen den Pulsen zu testen, wurde den Lorentz-Profilen der beiden Pulse ein Cosinus-Quadrat-Term für den Interpuls beigefügt. Trotz der größeren Anzahl freier Parameter waren jedoch die Chi-Quadrat-Werte der Anpassungen generell höher als ohne diese spezielle Komponente, die außerdem nur einen Teil (ca. 50%) der beobachteten Interpuls-Intensität reproduzieren konnte. Der verbleibende Teil der

Intensität zwischen den Pulsen ergab sich nach wie vor aus den Flügeln der Pulse, deren Parameter sich durch die Hinzunahme der Cosinus-Quadrat-Verteilung nicht drastisch änderten. Dies ist ein weiterer Hinweis dafür, daß die Interpulsemission in allen betrachteten Spektralbereichen zwangsläufig durch die Flügel der Pulse erzeugt wird.

9. Diskussion

Die hohe Leuchtkraft der Radio-Pulsare läßt sich nur durch einen kohärenten Emissionsmechanismus erklären. Daraus ist die starke Fluktuation der Puls-Amplituden im Radiobereich und wahrscheinlich auch die Herkunft der "Giant Pulses" zu verstehen. Im Gegensatz dazu wird die Strahlung des Crab-Pulsars vom Infraroten zum Gammabereich im allgemeinen als im Mittel zeitlich konstante, inkohärente, nicht-thermische Emission verstanden. Das über viele Dekaden hinweg stetige Potenzspektrum sowie die Polarisation des gepulsten Lichtes (Jones et al. 1981) weisen auf Synchrotron-, Synchro-Compton- oder Krümmungs-Strahlung von relativistischen Elektronen hin. Der Pulsar zeichnet sich, vor allem im optischen Spektralbereich, durch bemerkenswerte zeitliche Stabilität aus: Über Zeitskalen von Sekunden bis zu Jahren wurden keine größeren Veränderungen der Intensität oder der Lichtkurve ($\sim 1\%$) gefunden (Kristian 1971, Hegyi et al. 1971, Jones et al. 1980). Die im Radiobereich häufigen "Giant Pulses" (siehe 5.3) existieren aller Wahrscheinlichkeit nach im Optischen nicht (Horowitz et al. 1972). Lediglich die langsame Abbremsung der Rotation (siehe 5.1) spiegelt sich im Optischen in einer sukzessiven Abnahme der Intensität von etwa 0.5% pro Jahr wider (Kristian 1978).

Im Röntgenbereich wurden die ersten Hinweise gefunden, die das Bild des Crab-Pulsars als eines zeitlich konstanten, ausschließlich nicht-thermischen Strahlers verändern könnten. Der erste Röntgen-Satellit UHURU entdeckte Variationen des Röntgenflusses auf Zeitskalen von Zehntelsekunden (Forman et al. 1974), die aber bei keiner der späteren Messungen bestätigt werden konnten (Kestenbaum et al. 1976, Toor und Seward 1977). Von Zeit zu Zeit tauchen Andeutungen von variablen Pulsstrukturen im Röntgenbereich auf, teilweise im Off-Puls-Bereich (Ryckman et al. 1977, Spohn 1982), teilweise auf der ansteigenden Flanke des zweiten Pulses (Helmken 1975). Die relativ kleine Signifikanz dieser Messungen schließt jedoch die Möglichkeit statistischer Fluktuationen nicht unbedingt aus.

Die im Rahmen dieser Arbeit angestellten Untersuchungen lassen keine zeitliche Variabilität im harten Röntgenbereich erkennen. Ähnlich wie im Optischen ist die Lichtkurve äußerst stabil; dies gilt für Zeitskalen von etwa 5 Minuten (siehe 6.2) sowie von einigen Jahren (siehe 8.2). Außerdem haben auch im harten Röntgenbereich "Giant Pulses" keinen nennenswerten Beitrag zur gepulsten Emission (siehe 5.3).

Bei höchsten Energien gibt es jedoch Anzeichen für eine Variabilität des Crab-Pulsars. Wills et al. (1982) berichten von Schwankungen der relativen Intensität von erstem und zweitem Puls im Hochenergie-Gammabereich (COS-B) im Verlauf von einigen Jahren. Variabilität in Phase und Amplitude wurden von Grindlay et al. (1976) und Viswanath (1984) sowie Flares der gepulsten Strahlung über Minuten von Gibson et al. (1982) jeweils durch die Beobachtung des Cerenkov-Lichtes kosmischer Luftschauer entdeckt.

Ling et al. (1979) entfachten die Diskussion über eine Emissionslinie im Crab-Gesamtspektrum bei etwa 73 keV, deren Fluß sie mit $(3.8 \pm 0.9) \cdot 10^{-3}$ Photonen/cm² sec angaben. Andere Messungen ergaben demgegenüber obere Grenzen, die weit unter diesem Wert lagen (Strickman et al. 1979, Schwartz et al. 1980, Hameury et al. 1981). Manchanda et al. (1982) und Ayre et al. (1983) dagegen konnten die Linie bestätigen, allerdings nur mit geringer statistischer Signifikanz. Strickman et al. (1982) unterteilten dann ihre bereits früher mit negativem Ergebnis veröffentlichten Daten in Zeitbereiche von etwa 5 Minuten und fanden eine variable Spektrallinie im gepulsten Spektrum: Während der ersten 25 Minuten ihrer Beobachtung zeigte sich eine Emissionslinie bei 77 keV mit annähernd der von Ling et al. (1979) angegebenen Intensität (3.6 Sigma), die zum Ende der dreistündigen Messung wieder verschwand. Hameury et al. (1983) gaben aus einer ähnlichen Auswertungs-Prozedur eine obere Grenze für den Fluß einer variablen Linie im Gesamtspektrum an, die um einen Faktor 1.7 niedriger als der von Strickman et al. (1982) gefundene Wert liegt. Die kürzlich veröffentlichten HEAO-3 Messungen (Mahoney et al. 1983) zeigten keine Emissionslinien. Die 3-Sigma obere Grenze für eine gepulste Linie bei 73 keV wird von den Autoren mit $2.8 \cdot 10^{-4}$ Photonen/cm² sec angegeben.

Aus der Auswertung der HEXE-Daten ergibt sich für eine gepulste Linie bei 77 keV eine obere Grenze (99% Konfidenz), die etwa um einen Faktor 3 niedriger liegt als der von Strickman et al. (1982) angegebene Fluß und daher konsistent mit dem zweiten Teil ihrer Beobachtung ist. Auch eine mögliche zeitliche Variation konnte nicht gefunden werden (siehe 6.2).

Ähnlich scharfe spektrale Strukturen bei hohen Energien wurden zuerst im harten Röntgenspektrum von Her X-1 entdeckt (Trümper et al. 1977, 1978, Voges et al. 1982), später bei zwei weiteren akkretierenden Neutronensternen, nämlich 4U0115+63 (Wheaton et al. 1979) und möglicherweise 4U1627-67 (Pravdo et al.

1979). Außerdem zeigen möglicherweise die Spektren vieler "Gamma-Ray-Bursts" neben Paarvernichtungs-Emissions-Linien ausgeprägte Absorptions- oder Emissions-Strukturen im Röntgenbereich (Mazets et al. 1981, Hueter und Gruber 1982).

Die heute weithin akzeptierte Erklärung für diese Linienstrukturen ist Elektronen-Zyklotron-Resonanz eines heißen Plasmas im quasi-homogenen Magnetfeld über der Polkappe eines Neutronensterns (Trümper et al. 1977). Die Energieniveaus der Atome in starken Magnetfeldern sind senkrecht zur Feldrichtung gequantelt (sog. Landau-Niveaus). Der Niveauabstand entspricht der Larmorfrequenz der Elektronen:

$$E_b = \hbar e B / m_e c \quad (13)$$

Anhand dieser Gleichung kann aus der gemessenen Linienenergie (unter Vernachlässigung der Gravitations-Rotverschiebung, deren Berücksichtigung den Wert um 10-20% erhöhen würde) das Magnetfeld in der Emissionsregion direkt angegeben werden. Im Falle der möglichen 77 keV-Linie des Crab-Pulsars ergäbe sich ein Wert von $7 \cdot 10^{12}$ Gauß, der sich durchaus mit Schätzungen des Oberflächenmagnetfeldes (10^{12} - 10^{13} Gauß) aus anderen Mechanismen wie zum Beispiel der Rotationsbremsung des Pulsars (Ostriker und Gunn 1969) oder dem Gravitationskollaps eines Sterns mit eingefrorenem Magnetfeld (Gold 1969) deckt.

Die in Tabelle VII und Tabelle X zusammengestellten Daten über eine Emissionslinie bei etwa 75 keV sind sehr widersprüchlich. In Kap. 4 wurden schon einige Vorbehalte diskutiert wie etwa die Nichtberücksichtigung des Knicks bei 80 keV im Gesamtspektrum oder die mögliche Kontamination durch Hintergrundlinien. Eine Zyklotron-Linie müßte zudem in jedem Falle gepulst sein. Es fällt auf, daß der Großteil der möglichen Linien in über längere Zeiten (Stunden) gemittelten Messungen des Gesamtspektrums gefunden wurde, während die einzige Messung einer gepulsten Linie Variabilität auf kürzeren Zeitskalen andeutet und für sich alleine genommen nicht sehr aussagekräftig ist. Ein zusätzliches Argument gegen die möglichen Linienmessungen diskutierten Li und Ma (1983): In Literaturangaben über Spektrallinien im Röntgen- und Gamma-Bereich werden die gemessenen Signifikanzen meist zu hoch angegeben. Grundsätzlich muß, zusätzlich zur reinen Fehlerbetrachtung, die Anzahl unabhängiger Versuche, die zu dem Ergebnis geführt haben, mitberücksichtigt werden. Die von Ling et al. (1979) angegebene

Signifikanz von etwa 4.2 Sigma reduziert sich dabei auf eine Glaubwürdigkeit von 0.93 (entspricht etwa 1.8 Sigma) (Li und Ma 1983). Die Gesamtheit der hier diskutierten Argumente läßt daher den Schluß zu, daß eine Zyklotron-Linie im Crab-Spektrum nicht existiert, oder aber daß sie zeitlich variabel ist.

Sowohl Kestenbaum et al. (1976) als auch Toor und Seward (1977) fanden Hinweise darauf, daß das Spektrum von Puls 1 und Puls 2 im Röntgenbereich steiler abfällt als das Zwischenpulsspektrum. Pravdo und Serlemitsos (1981) konnten aus OSO-8-Daten erstmals eine systematische Variation des Spektralindex als Funktion der Puls-Phase ableiten. Sie verglichen diese mit dem Verhalten akkretierender Neutronensterne wie zum Beispiel Her X-1, der bei Energien kleiner als 30 keV ein ähnliches, kontinuierliches Härterwerden des Potenzspektrums zeigt (Pravdo et al. 1978). Dieses Verhalten läßt sich zum Beispiel durch die energieabhängige, anisotrope Compton-Streuung von Photonen in superstarken Magnetfeldern verstehen (Pravdo und Bussard 1981). Diese phänomenologische Übereinstimmung führte zu dem Vorschlag, die Zwischenpulsemission im Röntgenbereich sei als eine zweite Komponente unabhängig von den beiden Pulsen zu betrachten und resultiere aus einem thermischen Plasma in der Nähe der Neutronenstern-Oberfläche. Die von Pravdo und Bussard (1981) mittels Monte-Carlo-Simulationen berechneten Spektren haben, wie im Falle von Her X-1 beobachtet, einen Knick unterhalb der Zyklotron-Resonanz, der als indirektes Maß für das Magnetfeld des Sterns benutzt werden kann.

Die Tatsache, daß sich die Variation des Spektralindex in den HEXE-Daten mit ähnlicher Amplitude wie bei niedrigen Energien bis mindestens 150 keV fortsetzt (siehe 6.3), ließe unter Voraussetzung der Richtigkeit der Annahme einer thermischen Komponente auf ein Magnetfeld größer als $2 \cdot 10^{13}$ Gauß schließen.

Knight (1982) konnte aus der Kombination von OSO-8 mit HEAO-1 (A4) Daten eine Krümmung des Zwischenpulsspektrums nachweisen. Das Spektrum von 4-2000 keV läßt sich besser durch thermische Bremsstrahlung eines Plasmas der Temperatur von etwa 150 keV oder durch inverse Compton-Streuung von Elektronen der Temperatur 26 keV und der optischen Tiefe von 5.2 als durch ein einfaches Potenzgesetz erklären. Das HEXE-Zwischenpulsspektrum bestätigt dieses Verhalten (siehe 6.4). Aus dem Optischen und dem Hochenergie-Gammabereich kamen jedoch die ersten Argumente gegen eine spezielle thermische Komponente zwischen den Pulsen. COS-B wies im Bereich 50-2000 MeV signifikant eine positive

Zwischenpulsemission von $(15 \pm 4)\%$ des gesamten gepulsten Flusses nach (Wills et al. 1982). Zusammen mit dem von Jones et al. (1981) gemessenen hohen Polarisationsgrad des optischen Lichts aus dem Zwischenpulsbereich wurde somit die Annahme eines thermischen Spektrums fragwürdig. Knight (1983) revidierte daraufhin diese Interpretation.

Die in Kapitel 8 durchgeführten Untersuchungen der Crab-Lichtkurve in verschiedenen Spektralbereichen sprechen gegen die Existenz einer speziellen, thermischen Komponente und präsentieren gleichzeitig ein alternatives Bild der verschiedenen Phänomene wie des Ursprungs der Interpuls- und Off-Puls-Emission, der Breaks in den gepulsten Spektren und der Variation des Spektralindex als Funktion der Pulsphase.

Bis auf die Diskrepanz in der ansteigenden Flanke des optischen Haupt-Pulses geben die zur Anpassung verwendeten asymmetrischen, modifizierten Lorentz-Kurven die Pulsprofile der verschiedenen Spektralbereiche im allgemeinen perfekt wieder. Speziell die erhöhte Zwischenpulsemission wird durch die ausgedehnten Flügel der beiden Pulse verursacht, die augenscheinlich charakteristisch für die Geometrie der Emission sind. Auch die von COS-B gefundene Zwischenpulsintensität von $(15 \pm 4)\%$ ist hiermit konsistent. Es ist wahrscheinlich, daß die im Optischen (Jones et al. 1981) und im weichen Röntgenbereich (Helfand 1980) gemessene signifikante Off-Puls-Emission (im Phasenbereich 20-27ms in Abb. 24) ebenfalls durch die Flügel der beiden Pulse und nicht etwa durch die thermische Strahlung des Neutronensterns hervorgerufen ist. Analog läßt sich die Existenz einer endlichen Off-Puls-Komponente auch im harten Röntgenbereich vorhersagen. In Kapitel 10 wird gezeigt, daß die aus dem "relativistic-beaming" Modell berechneten Pulsformen, zumindest in den Flügeln der Verteilung, den hier verwendeten Lorentz-Profilen sehr ähnlich sind und quantitativ das Verhalten der optischen Lichtkurve im Off-Puls Bereich erklären können (Ferguson 1979).

Die Untersuchung der Spektren des Pulsars als Funktion der Phase ist äquivalent zur Betrachtung der Lichtkurven in Abhängigkeit von der Energie. So spiegeln die Eigenarten der Pulsarspektren im Röntgenbereich, nämlich die Variation des Spektralindex als Funktion der Pulsphase (siehe 6.3) und auch der Knick im Pulsar-Gesamtspektrum (siehe 6.2) bzw. im Zwischenpulsspektrum (siehe 6.4), einfach die Tatsache wider, daß die in Kapitel 8. abgeleiteten, charakteristischen Lichtkurven-Parameter im Röntgenbereich extremale Werte zeigen. In

Abb. 26 ist zum Beispiel der Quotient aus den Lichtkurven des weichen und harten Röntgenbereiches dargestellt, also eine relative "Softness-Ratio" als Funktion der Puls-Phase. Die Kurve gibt auch den Verlauf der Spektralindices in beiden Spektralbereichen (siehe 6.2 und Pravdo und Serlemitsos 1981) gut wieder.

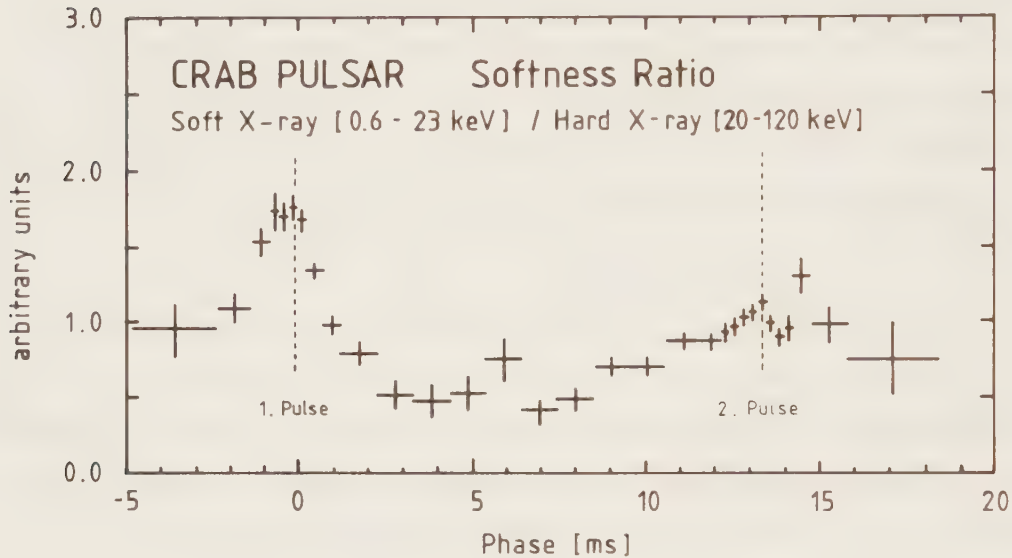


Abb. 26: "Softness-Ratio" als Funktion der Puls-Phase

Die Datenpunkte geben das Verhältnis der Lichtkurven des weichen und des harten Röntgenbereiches an. Die "Softness-Ratio" ist in ihrer Aussage dem Spektralindex (Abb. 20) äquivalent.

Die gleichartige, systematische Energie-Abhängigkeit der verschiedenen Pulsform-Parameter (Abb. 25) weist darauf hin, daß die spektrale Veränderung der Lichtkurve durch einen einheitlichen Prozeß verursacht wird. Insbesondere ist die Variation der relativen Intensitäten des zweiten Pulses ($P2/P1$) und des Interpulses (IP/P) über den weiten Energiebereich sehr ähnlich. Leider genügt das spektrale Auflösungsvermögen der Lichtkurvenanalysen in Kapitel 8. nicht, um schärfere Aussagen über die Frequenzabhängigkeit der Parameter, die in Abbildung 25 relativ glatt zu sein scheint, zu gewinnen. Um ein den Ergebnissen aus Abschnitt 9.2 äquivalentes Intensitätsverhältnis der beiden Pulse in besserer Energie-Auflösung zu erhalten, wurden für verschiedene Messungen die Intensitäten von Interpuls und zweitem Puls zusammengefaßt und zu der des ersten Pulses ins Verhältnis gesetzt ($V=(IP+P2)/P1$). Das Ergebnis ist in Abb. 27 dargestellt:

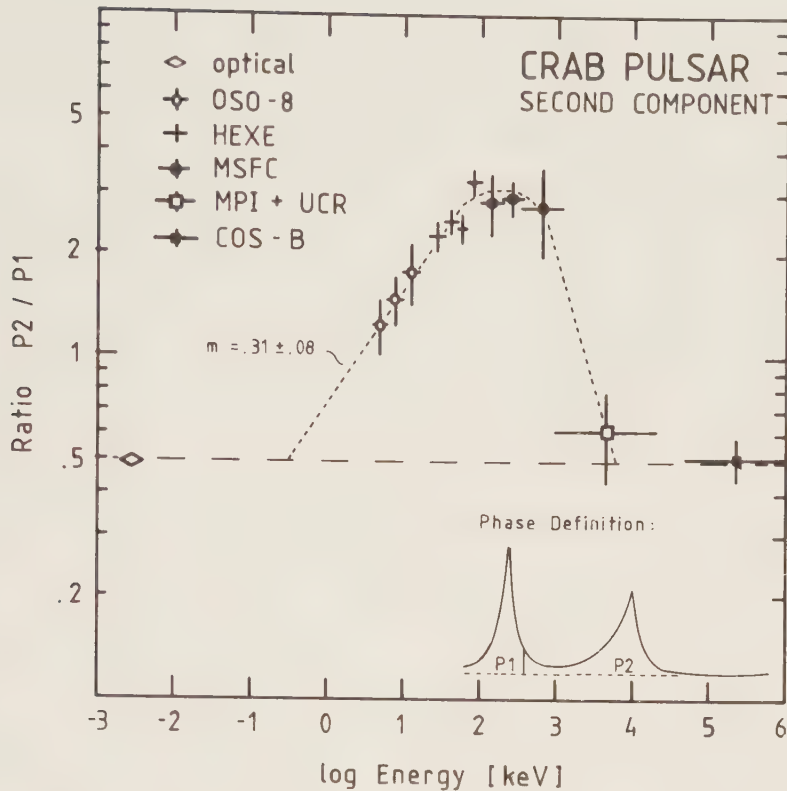


Abb. 27: Energieabhängigkeit der zweiten Komponente

Es zeigt sich, daß das in Abb. 25 scheinbar glatte spektrale Verhalten bei feinerer Auflösung und Hinzunahme einiger weiterer Datenpunkte (190-1200 keV: Wilson und Fishman 1983, 1-20 MeV: Graser 1982, Long et al. 1983) komplizierter ist: die Extrapolation aus dem Röntgenbereich zu niedrigeren Energien ist steiler als Abb. 25 suggeriert. Zudem gibt es bei etwa 1 MeV einen Sprung im Puls-Quotienten. Die Unterschiedlichkeit zwischen erstem und zweitem Puls, die letztendlich für das oben diskutierte "thermische" Verhalten des Crab-Pulsars verantwortlich ist, läßt zwei verschiedene Interpretationen zu. Einerseits: Die bemerkenswerteste Eigenschaft des Crab-Pulsars ist gerade die Ähnlichkeit seiner Lichtkurve in allen Spektralbereichen (Phasenabstand der beiden Pulse, Form und Breite des ersten Pulses, Ähnlichkeit des zweiten Pulses im Optischen und im Gammabereich) und nicht deren relativ kleine Variation. So könnte, wie in Hasinger et al. (1984) vermutet, die Veränderung der Pulsprofile über den weiten Energiebereich einfach durch kleinere Unterschiede in der Geometrie der Emissionsgebiete hervorgerufen werden. Andererseits: Das Profil des ersten Pulses ist über den weiten Spektralbereich sehr konstant, nur der zweite Puls verändert seine Form und relative Intensität. Gerade die spektrale Schärfe der Intensitäts-

unterschiede in Abb. 27 legt die Deutung durch eine separate Emissionskomponente nahe. Demnach würde die erste Komponente in allen Spektralbereichen durch die Form der Lichtkurve im Optischen und im Hochenergie-Gammabereich beschrieben (siehe die dick gestrichelte horizontale Linie in Abb. 27), während sich die zweite Komponente im Spektrum nur auf den Röntgenbereich und in der Lichtkurve nur auf den Zwischenpulsbereich und den zweiten Puls erstreckt. Das im nächsten Kapitel vorgestellte, semi-quantitative theoretische Bild des Crab-Pulsars versucht eine Deutung und diskutiert auch kurz einen möglichen Erzeugungsmechanismus für die zweite Komponente.

10. Zur Theorie des Crab-Pulsars

10.1 Pulsar-Magnetosphäre

Schon einige Monate vor der Entdeckung gepulster, kosmischer Radiosignale in sehr kurzen, erstaunlich regelmäßigen Abständen (Hewish et al. 1968), hatte Pacini (1967) gezeigt, daß ein schnell rotierender Neutronenstern mit einem starken Magnetfeld einen sehr effizienten elektromagnetischen Generator und damit eine starke Energiequelle abgeben würde - ein Effekt, der zum Beispiel die elektromagnetische Strahlung des Crab-Nebels erklären könnte. Unabhängig davon schlug Gold (1968) rotierende Neutronensterne, deren Licht in einer Art "Leuchtturm-Effekt" den Beobachter überstreicht, als Erklärung des Pulsar-Phänomens vor. Zu dieser Zeit wurden auch noch andere Möglichkeiten, wie zum Beispiel die Rotation oder Vibration von weißen Zwergen, zur Deutung der periodischen Signale herangezogen, denen jedoch die Entdeckung sehr schneller Pulsare, wie zum Beispiel des 33ms-Pulsars im Crab-Nebel durch Staelin und Reifenstein (1968), sehr bald den Boden entzog. Bei derartig schneller Rotation kann nur auf Neutronensternen, deren Masse etwa eine Sonnenmasse und deren Radius etwa 10 km betragen soll, die Gravitationskraft den extremen Zentrifugalkräften auf der Sternoberfläche standhalten.

An die Arbeit von Deutsch (1955) anknüpfend konnte Pacini (1967) zeigen, daß im Vakuum rotierende Neutronensterne starke niederfrequente, elektromagnetische Wellen abstrahlen, die für die beobachtete Verlangsamung der Pulsar-Rotation verantwortlich sind. Ostriker und Gunn (1969) berechneten für den Crab-Pulsar, daß durch den Strahlungsdruck der 30Hz-Welle eine Vakuole in das umgebende Material geblasen wird. Teilchen, die sich in der Wellenzone befinden, werden auf Energien von 10^{15} - 10^{16} eV beschleunigt und senden Krümmungsstrahlung aus (Trümper 1970). Sie reiten dann ohne Strahlungsverluste auf der elektromagnetischen Welle durch die Vakuole, bis sie in dem inhomogenen Magnetfeld des umgebenden Nebels ihre Energie durch Synchrotron-Strahlung verlieren.

Goldreich und Julian (1969) zeigten, daß ein im Vakuum rotierender magnetischer Neutronenstern durch Unipolarinduktion ein starkes elektrisches Quadrupolfeld aufbaut. Das Potentialgefälle zwischen Pol und Äquator kann bis zu 10^{18} V betragen. Die auf geladene Teilchen wirkenden elektrostatischen Kräfte überwiegen damit die Gravitationskraft um viele Größenordnungen (ca. 10^{12}). Elektronen

- und je nach Annahmen über Bindungsenergie und Temperatur auch positiv geladene Ionen - werden damit aus der Neutronenstern-Kruste extrahiert und entlang der Magnetfeldlinien beschleunigt. In ihrem später so getauften "Standard-Modell" gingen Goldreich und Julian (1969) von einem Neutronenstern aus, dessen Magnetfeld $\vec{B}$ dipolar und parallel zur Rotationsachse $\vec{\Omega}$ ausgerichtet ist (paralleler Rotator). Sie nahmen an, daß Teilchen so lange von der Stern-Oberfläche abgezogen werden, bis die dabei entstehende Raumladung alle Komponenten des elektrischen Feldes parallel zum Magnetfeld kompensiert hat ($\vec{E} \times \vec{B} = 0$). Die in der Magnetosphäre entstehende Plasmadichte ist im Gleichgewichtsfall dem Skalarprodukt $\vec{\Omega} \times \vec{B}$ proportional.

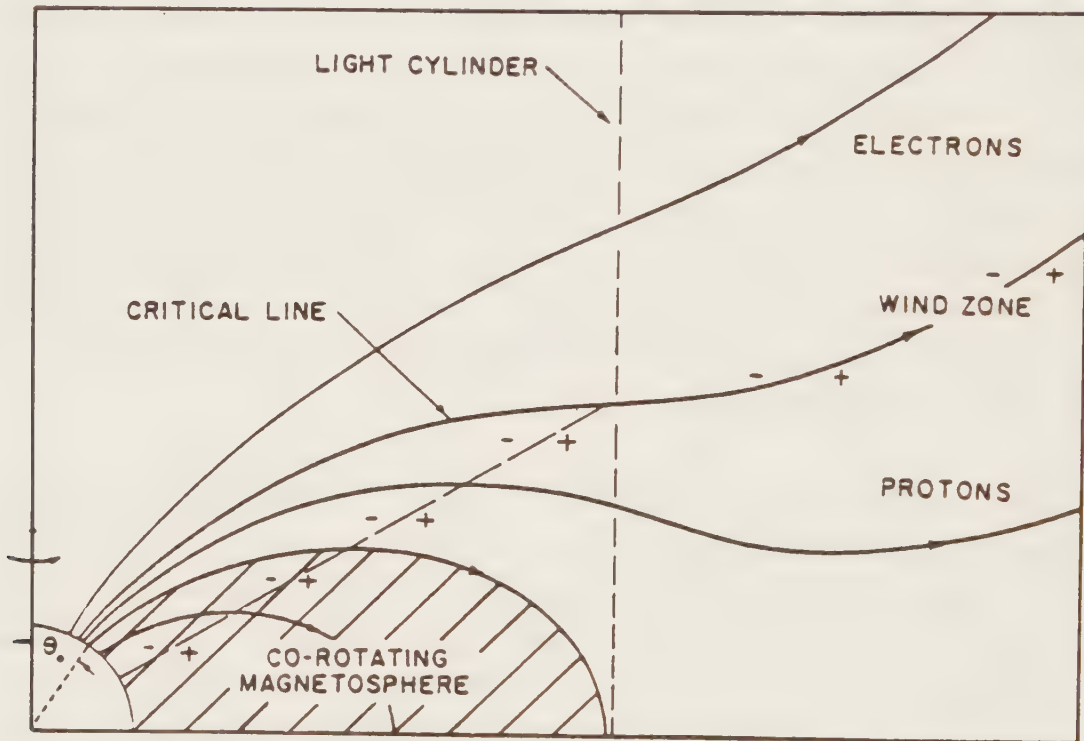


Abb.28: Das Standard-Modell der Pulsar-Magnetosphäre

Abbildung 28 zeigt ein Schema der Magnetosphäre des Standard-Modells (Michel 1982). Innerhalb des sogenannten Lichtzylinders, an dem auf Magnetfeldlinien mitrotierende Teilchen Lichtgeschwindigkeit erreichen würden ($R_{LC} = P \cdot c / 2\pi$), gibt es eine geschlossene korotierende Zone. Magnetfeldlinien die den Lichtzylinder erreichen sind sogenannte offene Feldlinien, welche erst weit draußen in der Wind-Zone oder im umgebenden interstellaren Medium geschlossen werden. Auf diesen offenen Feldlinien können geladene Teilchen als relativistischer Pulsar-

Wind abgegeben werden. Da die Ladungsdichte in der Magnetosphäre proportional zu $-\overline{\Omega} \cdot \overline{B}$ ist, gibt es eine ausgezeichnete Fläche, auf der sämtliche Ladungen verschwinden und die somit positive und negative Bereiche in der Magnetosphäre trennt. Diese "null charge surface" veranschaulicht gleichzeitig eines der hauptsächlichen Mankos des Standard-Modells (Michel 1974): positive Teilchen können nicht entweichen, da sie zunächst weite Strecken durch negativ geladenes Gebiet zurücklegen müßten. Durch das Entweichen von Elektronen würde der Stern nach und nach positiv aufgeladen, bis das elektrostatische Feld groß genug wäre, auch das Entweichen negativer Ladungen zu verhindern; der Pulsar würde sich also selbst kurzschließen. Dieses Paradoxon ist als sogenanntes "current closure problem" bekannt. Halloway (1973) schlug deshalb vor, daß sich entlang der neutralen Fläche "vacuum gaps" öffnen könnten, in welchen sehr große Potentialunterschiede herrschen sollten. Diese Idee findet sich in den sogenannten "outer gap" Modellen (z.B. Cheng und Ruderman 1977) wieder. Trotz der augenscheinlichen Probleme zeigt das Standard-Modell jedoch unbestritten, daß ein rotierender Neutronenstern eine ausgedehnte Magnetosphäre besitzt und Quelle hochrelativistischer Teilchen ist.

Seit nunmehr 15 Jahren versuchen Theoretiker (nach und nach einzelne vereinfachende Annahmen des Standard-Modells weglassend) ein selbstkonsistentes Modell der Pulsar-Magnetosphäre aufzubauen, das der Vielzahl verschiedener beobachteter Phänomene Genüge leisten würde - bislang jedoch ohne endgültigen Erfolg. Es ist hier leider nicht möglich, diese Arbeiten auch nur annähernd vollständig zu würdigen. Deshalb sollen im weiteren Verlauf des Abschnittes nur einige für die weitere Diskussion wichtige Aspekte herausgegriffen werden.

Einer der wesentlichen, im Standard-Modell vernachlässigten Effekte ist die Paarbildung im starken Pulsar-Magnetfeld. Sturrock (1971) zeigte, daß von der Polkappe entlang gekrümmter Feldlinien beschleunigte Teilchen Krümmungsstrahlung aussenden. Diese hochenergetischen Photonen werden zunächst tangential zu den gekrümmten Feldlinien abgestrahlt. Auf ihrem Weg vergrößert sich der Pitch-Winkel langsam, bis das Transversal-Magnetfeld groß genug wird, um sekundäre Elektron-Positron-Paare zu erzeugen, die ihrerseits wieder Krümmungsstrahlung oder Synchrotron-Strahlung abgeben. Die Paarbildungsschwelle ist durch $E_{\text{phot}} \cdot B_{\perp} > 10^{18.6} \text{ MeV} \cdot \text{Gauss}$ gegeben (Erber 1966). Aus jedem Primär-Elektron entwickelt sich so eine Paar-Kaskade mit etwa 10^6 Sekundärteilchen.

Der Paarbildungs-Ansatz wurde durch Ruderman und Sutherland (1975) sowie durch Cheng und Ruderman (1977) verfeinert (CRS). Scharleman et al. (1978) erweiterten das Modell auf Systeme mit zur Rotationsachse geneigter Magnetfeldachse (schiefer Rotator). Abbildung 29 stellt die zwei bis heute weithin akzeptierten Magnetosphären-Modelle gegenüber: das "Polar-Cap"-Modell (CRS) und das "Slot-Gap"-Modell (Arons und Scharleman 1979):

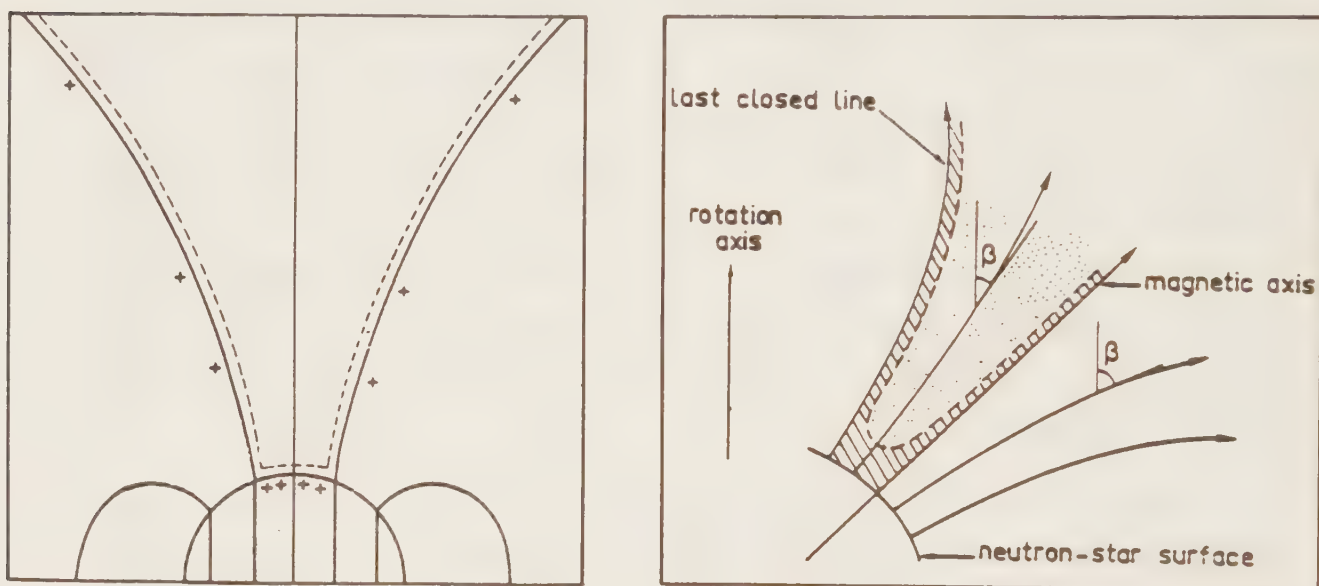


Abb. 29: Das "Polar-Cap" und das "Slot-Gap"-Modell

Abb. 29a (links) zeigt die idealisierte Pulsar-Magnetosphäre aus dem Polar-Cap-Modell (Ruderman und Sutherland 1975). Das Magnetfeld ist hier antiparallel zum Rotationsvektor. Abb. 29b (rechts): Im sog. "Slot-Gap"-Modell (Arons und Scharleman 1979) sind Magnetfeldachse und Rotationsachse gegeneinander verkippt. Teilchenbeschleunigung und Paarbildung kann nur auf zur Rotationsachse hin gekrümmten Feldlinien erfolgen (aus Michel 1982).

Über der Polkappe und entlang der letzten geschlossenen Feldlinien bildet sich jeweils eine Vakuum-Zone aus, in der Teilchen beschleunigt werden bis die Bildung von Paar-Kaskaden einsetzt. In beiden Modellen ergeben sich für den Crab-Pulsar Teilchen-Leuchtkräfte von etwa 10^{34} erg/sec. Ein Großteil der sekundären Elektronen und Positronen strahlt seine transversal zum Magnetfeld vorhandene Energie sehr rasch in der Nähe der Polkappe ab und fliegt mit zu Null reduzierten Pitchwinkeln entlang der Magnetfeldlinien nach außen. Durch das Bombardement von in Sternrichtung zurück beschleunigten Teilchen sollen sich

außerdem die Polkappen auf einige 10^6 K aufheizen. Im Unterschied zum achsensymmetrischen CRS-Modell kann die Teilchenbeschleunigung in dem realistischen "Slot-Gap"-Modell nur auf zur Rotationsachse hin gekrümmten Feldlinien (sog. "favourably curved field-lines") erfolgen.

Alle Pulsar-Modelle in denen Paar-Erzeugung eine wesentliche Rolle spielt müssen jedoch grundsätzlich revidiert werden, sollte sich ein von Shabad und Usov (1982) vorgeschlagener quantenelektrodynamischer Effekt als wahr herausstellen. Danach sollen sich - aufgrund des resonanten Verhaltens der Vakuumpolarisation an der Paarbildungsschwelle - Photonen in starken Magnetfeldern nur längs der Feldlinien, also auf gekrümmten Bahnen, bewegen können. Anschaulich läßt sich dieser Prozeß so verstehen, daß ein von einer Magnetfeldlinie weglaufendes Photon ein virtuelles Positronium erzeugt, das den elektromagnetischen Kräften und damit den Magnetfeldlinien folgen muß. Photonen in starken Magnetfeldern wären damit nie in der Lage, Paarkaskaden auszulösen. Einer Überlegung von Ruder (1983, priv. Mitteilung) zufolge kann jedoch dieser Einwand entkräftet werden: Der Effekt von Shabad und Usov ist demnach nur gültig für ein isoliertes Photon in einem Vakuum-Magnetfeld. In der Nähe der relativ heißen Polkappe eines rotierenden Neutronensterns (siehe oben) existiert jedoch ein starkes thermisches Strahlungsfeld. Der Wirkungsquerschnitt für Photoionisation ist in diesem Strahlungsfeld so groß, daß das Positronium nach einigen 10^{-7} Sekunden unweigerlich zerstrahlt wird. Über die kurzlebige Zwischenstation des virtuellen Positroniums wird damit im Nettoeffekt wieder ein Elektron-Positron-Paar erzeugt; die Paar-Kaskade kann sich entwickeln.

10.2 Plasma in der Nähe des Lichtzylinders

Die in den Paar-Kaskaden entstandenen Sekundärteilchen geben in der Nähe der Polkappe ihre transversal zum Magnetfeld vorhandene Energie sehr rasch durch Synchrotron-Strahlung ab. Modelle, die die Luminosität und die Form der Spektren von Crab- und Vela-Pulsar durch die am Polar-Cap entstehende Strahlung zu erklären versuchen (Ayasli und Ögelman 1980, Daugherty und Harding 1982), haben im Hochenergie-Gamma-Bereich Erfolg, scheitern aber an der optischen und Röntgen-Emission. Bis heute gibt es im Lichte der Polar-Cap Modelle auch noch keine überzeugende Erklärung für die bei Gamma-Pulsaren beobachtete Phasendifferenz von 0.4 (siehe 10.5).

Die verbleibenden Elektronen und Positronen fliegen mit zu Null reduzierten Pitch-Winkeln entlang der Magnetfeldlinien nach außen und sind aufgrund ihrer Trägheit gezwungen, in der Nähe des Lichtzylinders die Feldlinien zu verlassen und zurückzubleiben. Dabei können sie wiederum Synchrotronstrahlung aussenden. Dieser Mechanismus liegt den sogenannten Lichtzylinder-Modellen (Gold 1969, Shklovsky 1970, Zheleznyakov und Shaposhnikov 1972) zugrunde.

Schon Sturrock (1971) hatte aber darauf hingewiesen, daß das nach außen strömende Plasma noch vor Erreichen des Lichtzylinders dem magnetischen Druck die Waage halten und damit das Magnetfeld drastisch verformen kann. Den Ausführungen von Benford (1975) folgend sollen hier kurz die Bedingungen für die Äquipartition zwischen magnetischer und Plasma-Energie abgeleitet werden. Die Plasmafrequenz für Elektronen der Teilchendichte N_e (cm^{-3}) und des Lorentzfaktors γ ist gegeben durch:

$$\omega_p = 9.0 \cdot 10^2 N_e^{1/2} \gamma^{-1/2} \quad (\text{Hz}) \quad (14)$$

Die Zyklotronfrequenz eines Elektrons mit dem Lorentzfaktor γ in einem Magnetfeld B (Gauss) ergibt sich zu:

$$\omega_c = 2.8 \cdot 10^6 B \gamma^{-1} \quad (\text{Hz}) \quad (15)$$

Nimmt man an der Neutronenstern-Oberfläche $B_0 = 5 \cdot 10^{12}$ Gauss für das Magnetfeld und $N_0 = 10^{20} \text{cm}^{-3}$ als sinnvolle Zahl für die Teilchendichte an, so ergibt sich für $\gamma=1$: $\omega_p = 9 \cdot 10^{13} \text{Hz}$ und $\omega_c = 1.4 \cdot 10^{19} \text{Hz}$. Das Magnetfeld dominiert damit in der Nähe des Neutronensterns das Plasma bei weitem. Bei einem dipolförmigen Magnetfeld nimmt die Feldstärke mit dem Radius nach $B(x) = B_0 \cdot x^{-3}$ ab ($x=r/R_{\text{NS}}$). Die Teilchendichte zeigt die gleiche Abhängigkeit vom Radius: $N(x) = N_0 \cdot x^{-3}$. Damit kann der Abstand x_{crit} berechnet werden, bei dem sich Magnetfeld und Plasma die Waage halten:

$$x_{\text{crit}} = 45.9 B_0^{2/3} N_0^{-1/3} \gamma^{-1/3} \quad (16)$$

Für die angenommenen Werte von B_0 und N_0 an der Sternoberfläche findet sich z.B. für $\gamma=10^4$: $x_{\text{crit}}=125$, was einem Abstand von etwa $0.8 R_{\text{LC}}$ (also noch innerhalb des Lichtzylinders) entspricht.

Hardee und Rose (1974) sowie Benford (1975) argumentierten nun, daß in der Nähe von x_{crit} durch Instabilitäten im e^+e^- -Plasma, das mit relativistischen Geschwindigkeiten durch ein neutrales Hintergrunds-Plasma strömt, magnetische Turbulenzen der Größenordnung $\delta B/B \approx 0.01-0.1$ erzeugt werden, an welchen die einlaufenden Teilchen quasi-isotrop gestreut werden. Zusätzlich gewinnen die Elektronen und Positronen dabei endliche Pitchwinkel ψ transversal zum Magnetfeld und können plötzlich ihre Energie durch Synchrotron-Strahlung abgeben. Die Werte für die Pitchwinkel hängen stark von der Natur der Plasma-Instabilitäten ab und können aus der Theorie nur ungenau angegeben werden. Die in der Literatur angegebenen Werte für ψ schwanken zwischen 0.1 (Hardee und Rose 1974), 10^{-2} (Benford 1975) und 10^{-4} (Machabeli und Usov 1979).

Das beobachtete Spektrum des Crab-Pulsars steigt vom Infraroten zum Optischen mit einem Spektralindex +0.3 an (Penny et al. 1982, Oke 1969) und fällt dann bis in den Röntgenbereich etwa mit dem Spektralindex -0.5 ab, wo es bei 40 keV einen weiteren Knick aufweist (siehe 6.2, Knight 1983). Von hier bis in den Hochenergie-Gammabereich bleibt der Spektralindex konstant bei etwa -1.1 (siehe 6.2, Graser und Schönfelder 1982). Bei Energien höher als 1 GeV deutet sich ein Bruch im Spektrum an (Bhat et al. 1983). Nach Hardee (1979) läßt sich dieses Spektrum durch die Synchrotron-Strahlung einer Elektronen-Verteilung in Form eines einzigen Potenz-Gesetzes erklären.

Ein Elektron mit dem Lorentz-Faktor γ , das sich in einem homogenen Magnetfeld $\vec{B}$ mit dem Pitch-Winkel ψ bewegt, strahlt Synchrotron-Strahlung der charakteristischen Frequenz ν_c ab (Ginzburg und Syrovatskii 1964):

$$\nu_c = 4.6 \cdot 10^6 \gamma^2 B \sin \psi \quad (\text{Hz}) \quad (17)$$

Das Synchrotron-Spektrum steigt bis zur Maximalfrequenz $\nu_m = 0.3 \nu_c$ mit $\nu^{1/3}$ an um dann mit $\exp(-\nu/\nu_c)$ exponentiell abzufallen. Das Elektron strahlt dabei folgende Leistung ab:

$$P = 1.6 \cdot 10^{-15} \gamma^2 B^2 \sin^2 \psi \quad (\text{erg/sec}) \quad (18)$$

Daraus läßt sich eine typische Lebensdauer, in der das Elektron die Hälfte seiner Energie durch Synchrotron-Strahlung verliert, errechnen:

$$t_{1/2} = 5.1 \cdot 10^8 \gamma^{-1} B^{-2} \sin^{-2} \psi \quad (\text{sec}) \quad (19)$$

Eine Elektronenverteilung der Form $N(\gamma) = N_0 \cdot \gamma^{-s}$, die sich mit isotrop verteilten Pitch-Winkeln in einem Magnetfeld bewegt, strahlt ein Synchrotron-Spektrum der Form $I(\nu) \sim \nu^{-(s-1)/2}$ ab, solange die Strahlungsverluste vernachlässigt werden können. Dies gilt auch noch für Elektronen mit sehr kleinen Pitch-Winkeln, wenn nur $\gamma\psi > 1$ bleibt (Epstein 1973). Ist die Synchrotron-Lebensdauer kürzer als die Zeit, welche sich die Teilchen in der Emissionsregion aufhalten, so dominieren Strahlungsverluste. In diesem Bereich wird die Elektronenverteilung steiler ($N(\gamma) \sim \gamma^{-(s+1)}$). Das Synchrotron-Spektrum erhält damit den Spektralindex $-s/2$ (Kardashev 1962). Der im Spektrum entstehende Knick wird auch als Synchrotron-Lebensdauer-Knick bezeichnet. Der Spektralindex ändert sich dabei um 0.5.

Tabelle XX gibt für einige der im Spektrum des Crab-Pulsars beobachteten Strukturen Lorentz-Faktor und Synchrotron-Lebensdauer der hochrelativistischen Elektronen an. In der Emissionsregion werden mittlere Pitch-Winkel von $3 \cdot 10^{-3}$ und ein Magnetfeld von 10^6 Gauss angenommen.

Tabelle XX: Lorentz-Faktor und Synchrotron-Lebensdauer

Spektralbereich	Energie	Frequenz	Lorentzfaktor	Lebensdauer
optisch	2.3 eV	$5.6 \cdot 10^{14}$ Hz	$3.9 \cdot 10^2$	$1.4 \cdot 10^{-1}$ sec
Röntgenbereich	40 keV	$9.7 \cdot 10^{18}$ Hz	$5.2 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^{-3}$ sec
Gammabereich	800 MeV	$1.9 \cdot 10^{23}$ Hz	$7.3 \cdot 10^6$	$7.8 \cdot 10^{-6}$ sec

In der Nähe des im Spektrum beobachteten Knicks im Röntgenbereich ist die Synchrotron-Lebensdauer für ein Elektron etwa 10^{-3} sec. Hardee (1979) schlug deshalb vor, diesen Knick mit der Transportzeit der Teilchen von der Stelle wo die magnetische Instabilität einsetzt ($0.8 \cdot R_{LC}$) zum Lichtzylinder ($0.2 \cdot R_{LC}/c = 10^{-3}$ sec) zu identifizieren. Das beobachtete Spektrum wäre demnach tatsächlich mit der Synchrotron-Strahlung einer einzigen, vom Pulsar in das Emissionsgebiet injizierten Elektronenverteilung mit dem Potenz-Index $s=2.4$ zu erklären. Die Verteilung bricht unterhalb von $\gamma=400$ und wahrscheinlich oberhalb von $\gamma=10^7$ ab.

Der so gewonnene Spektralindex der Elektronen (und Positronen)-Verteilung stimmt gut mit dem von Tadamaru (1973) aus dem Pulsar-Modell von Sturrock (1971) abgeleiteten Spektralindex überein. Das Spektrum vom Optischen zum Infraroten hat die Steigung $1/3$ und muß deshalb durch ein Abbrechen der

Teilchenverteilung bei kleinen Gammafaktoren verursacht sein. Im Falle von Synchrotron-Selbstabsorption sollte das Spektrum dagegen wesentlich steiler ($\sim \nu^{5/2}$) sein. Die im Optischen beobachtbare Intensität hängt in diesem Falle wie P^{-10} von der Pulsar-Periode P ab (Pacini 1971), konsistent mit der von Kristian (1978) beobachteten Intensitäts-Abnahme von 0.5% pro Jahr. Bei Synchrotron-Selbstabsorption müßte die Intensität mit P^{-4} abfallen (Pacini und Salvati 1983).

Im Zusammenhang mit dem in 10.5 und 10.6 diskutierten Trompeten-Modell ist interessant, daß die am Lichtzylinder erzeugte Synchrotron-Strahlung aufgrund der drastischen Abhängigkeit ihrer Intensität von der Pulsar-Periode (im Gamma-bereich P^{-4} , Hardee 1979) nicht genügt, um die Gamma-Luminosität des Vela-Pulsars (PSR 0833-45) zu verstehen. Morini (1981, 1983) konnte jedoch zeigen, daß in diesem Fall die Inverse Compton-Streuung der thermischen Photonen von der Polkappe an den relativistischen Elektronen in den Instabilitätsgebieten ausreicht, um das Gamma-Spektrum des Vela-Pulsars zu erklären. Zheleznyakov und Shaposhnikov (1972) haben für ein Lichtzylinder-Modell des Crab-Pulsars zusätzlich zur Synchrotron-Strahlung auch den Beitrag der Invers-Compton-Strahlung berechnet. Diese Komponente sollte im Gammabereich dem Potenzspektrum der Synchrotron-Strahlung überlagert sein. Aus dem Vergleich ihrer Kurven mit den inzwischen wesentlich verbesserten Messungen im Gammabereich läßt sich zeigen, daß für den Crab-Pulsar die Invers-Compton-Strahlung im Verhältnis zur Synchrotron-Strahlung vernachlässigbar ist (Morini 1983).

10.3 Relativistische Kompression

Eine in ihrem Ruhesystem isotrop strahlende, punktförmige Lichtquelle, die sich in einem Abstand r vom Neutronenstern mit der korotierenden Magnetosphäre bewegt, hat für einen im System S ruhenden Beobachter die Geschwindigkeit $\beta = v/c = r/R_{LC}$. Bedingt durch die Kombination von relativistischer Aberration, Zeitdilatation und Dopplereffekt, ist die im System S beobachtete Winkelverteilung eine schmale, relativistische Emissions-Keule tangential zur jeweiligen Beobachtungsrichtung (Abb. 30).

Unabhängig voneinander berechneten Smith (1970, 1971), Zheleznyakov (1971) und Ferguson (1971) die vom Beobachter sichtbare Intensität in Abhängigkeit vom Azimut-Winkel θ der Quelle. Strahlt die Quelle ein Potenzspektrum mit dem

Spektralindex ϵ ab, so sieht ein Beobachter in der Äquatorialebene folgende Winkelverteilung (McCrea 1972):

$$f(\theta, \nu) = A * (\gamma (1 - \beta \cos \theta))^{-3-\epsilon} \nu^{-\epsilon} \quad (20)$$

Für ein Potenzspektrum wird also die spektrale Form nicht verändert; die relativistischen Effekte lassen sich durch einen frequenzunabhängigen Kompressionsfaktor darstellen. Aufgrund der Zeitdilatation sieht der Beobachter den Azimutwinkel θ zu einer Phase $l = \Omega t$ derart (Smith 1971):

$$l = \theta - \beta \sin \theta \quad (21)$$

Senkrecht zur Äquatorebene hat das Strahlprofil etwa die Breite $1/\gamma$ (Smith 1977).

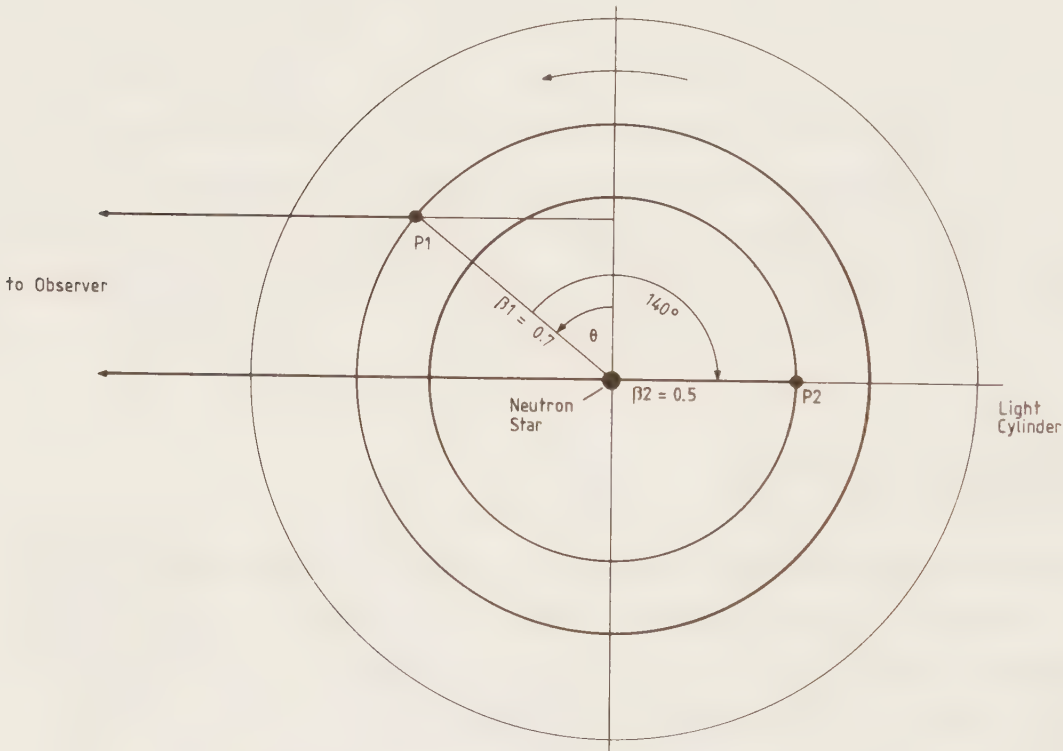


Abb. 30: Koordinatensystem für das relativistische Modell

Abbildung 31 zeigt den ersten Puls der optischen Lichtkurve aus Abb. 24 sowie als durchgezogene Linie die Vorhersage durch das relativistische Modell. Als Parameter der besten Anpassung ergibt sich $\beta_1 = 0.7$. Die gleiche Prozedur auf den zweiten Puls angewandt ergibt $\beta_2 = 0.5$. Die charakteristische Doppelpuls-

Struktur wird in diesem Modell annähernd durch zwei um den Phasenabstand 0.4 separierte, isotrop strahlende Punktquellen, die im Abstand 0.7 bzw. $0.5 R_{LC}$ in der Magnetosphäre korotieren, beschrieben. Die breiten Flügel sind den Flanken der in Kapitel 8 angepaßten Lorentz-Kurven sehr ähnlich und beschreiben nach Ferguson (1979) quantitativ die im optischen Zwischenpuls und Off-Puls gefundene Intensität. Die Profile passen jedoch nur qualitativ zusammen. Das Modell

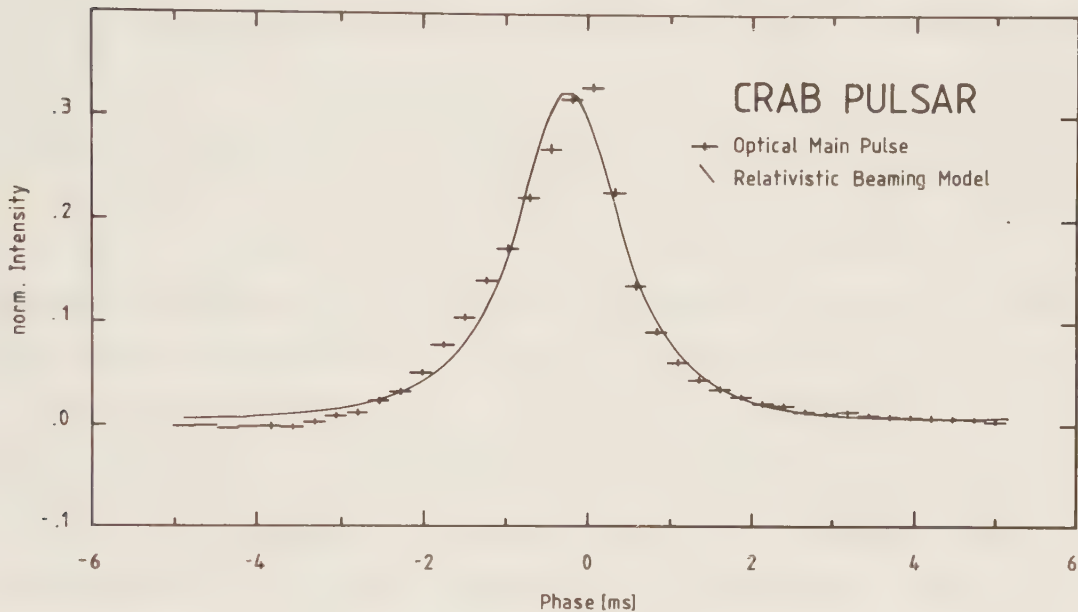


Abb. 31: Der erste Puls und das relativistische Modell

Die Datenpunkte zeigen den ersten Puls der optischen Lichtkurve (siehe auch Abb. 24). Die durchgezogene Linie repräsentiert die beste Anpassung für das Modell der relativistischen Kompression. Der Abstand β_1 ergibt sich dabei zu etwa 0.7

kann weder die in beiden Pulsen beobachtete Asymmetrie, noch - wie auch Manchester et al. (1973) kritisierten - die Schärfe der Spitze im Zentrum des ersten Pulses (Zeitskala $\approx 320 \mu s$, Smith et al. 1978) erklären. Daraus wird deutlich, daß in einem realistischeren Modell die Annahme der Isotropie und wohl auch der Punktförmigkeit (siehe 10.5) für die Quellen fallengelassen werden muß. Die Form der Pulse wird dann entscheidend mitbestimmt von der Richtungscharakteristik der Quelle sowie deren radialer und azimuthaler Ausdehnung. In diesem Sinne sind die aus der Pulsform abgeleiteten Zahlenwerte für den Abstand der Emissionsgebiete vom Lichtzylinder nur als grobe Näherungen zu betrachten. Eine

Weiterentwicklung dieses Modells unter Einbeziehung nicht-isotroper Strahlungscharakteristik wird im Folgenden behandelt.

10.4 Polarisation

Die Crab-Lichtkurve zeigt im Optischen ein relativ kompliziertes Polarisationsverhalten (Jones et al. 1981): Die Strahlung außerhalb der beiden Pulse ist sehr stark linear polarisiert (Off-Puls ca. 80%, Zwischenpuls ca 25%), der Polarisationsgrad fällt in den Pulsen ab und ist jeweils kurz nach den Puls-Maxima minimal (etwa 2-4%). Der Polarisationswinkel, der außerhalb der Pulse annähernd konstant ist, rotiert in der Nähe der Polarisations-Minima sehr schnell um Beträge bis zu 90° .

Das relativistische Kompressions-Modell kann auch dieses Polarisations-Verhalten halb-quantitativ unter der zusätzlichen Annahme erklären, daß die Emission im Ruhesystem der Quelle vorwiegend entlang der lokalen Magnetfeldlinie stattfindet, und daß der lineare Polarisationsgrad der Strahlung maximal bei Abstrahlung senkrecht zum Magnetfeld und Null bei Abstrahlung parallel zum Magnetfeld ist (Ferguson 1971, 1973). Beide Bedingungen werden zum Beispiel durch Synchrotron-Strahlung erfüllt. Während der Korotation der Lichtquelle sieht der Beobachter jeweils Strahlung, die in verschiedener Richtung relativ zum Magnetfeld abgestrahlt wurde, d.h. sowohl Polarisationsgrad als auch Polarisationswinkel verändern sich sukzessive. Durch die relativistische Zeitdilatation wird diese Änderung stark komprimiert. Da der Polarisationswinkel lorentz-invariant ist, wird das Polarisations-Minimum später als das Puls-Maximum, welches durch relativistische Aberration bestimmt ist, gesehen.

Anpassungen an das Polarisationsverhalten der Crab-Lichtkurve im Optischen (Ferguson et al. 1974) ergeben für die Quelle des ersten Pulses einen Abstand von $\beta_1=0.65$, für die des zweiten Pulses von $\beta_2=0.5$ - also konsistent mit den Aussagen aus den Puls-Profilen (s.o).

Messungen im Röntgenbereich (2.6 und 5.2 keV) ließen keine signifikante Aussage über Polarisation zu, obwohl die Anzeichen dafür sprechen, daß die Polarisationswinkel im Optischen und im Röntgenbereich gleich sind (Silver et al. 1978).

Der Crab-Pulsar zeigt im Optischen keine zirkuläre Polarisation; die obere Grenze ist 1% (Angel et al. 1971). Die Synchrotron-Strahlung eines einzelnen Elektrons sollte aber stark zirkular polarisiert sein. Dieser Widerspruch kann vielleicht dadurch erklärt werden, daß bei der Überlagerung der Synchrotron-Strahlung von Elektronen und Positronen die zirkuläre Polarisation im Mittel verschwindet.

10.5 Das Trompeten-Modell

Viele Radio-Pulsare haben Doppel-Pulse in einem relativ großen Phasenabstand, der Crab-Pulsar ist hierfür das beste Beispiel. Der Vela-Pulsar (PSR 0933) ist bis heute neben dem Crab-Pulsar der einzige Gamma-Strahlen-Pulsar und zeigt im Gamma-Bereich ebenfalls zwei Pulse im Phasenabstand 144° (Kanbach et al. 1980). Der kürzlich entdeckte 1.5ms-Pulsar (Backer et al. 1982) hat einen Phasenabstand von nahezu 180° .

Eine weit verbreitete Annahme zur Erklärung der Nebenpulse ist, daß bei einem Neutronenstern, dessen Magnetfeldachse annähernd senkrecht zur Rotationsachse steht, beide Magnet-Pole in der Sichtlinie sind. Der Beobachter muß sich damit auch annähernd in der Äquatorial-Ebene des Pulsars befinden.

Es gibt aber einige beobachtete Fakten, die nicht in dieses einfache Bild passen. Wallace et al. (1977) entdeckten gepulste optische Strahlung vom Vela-Pulsar ebenfalls in Form einer Doppelpuls-Struktur. Im Gegensatz zum Crab-Pulsar ist jedoch der Phasenabstand im Optischen wesentlich kleiner als im Gamma-Bereich (etwa 90°). Von den 224 Radio-Pulsaren der zweiten Molonglo-Durchmusterung zeigen etwa 25% Doppel-Komponenten. Die Verteilung der Phasenabstände ist jedoch nicht bimodal bei 0° und 180° erhöht, wie im Falle der Emission von zwei Magnet-Polen zu vermuten wäre, sondern ist zwischen etwa 60° und 180° flach (Manchester 1978). Die Phasenabstände sind dabei deutlich mit der Pulsar-Periode korreliert in dem Sinne, daß schnelle Pulsare weite Abstände der beiden Pulse zeigen. Diese Phänomene sprechen dafür, daß ein Großteil der beobachteten Doppel-Pulse nicht von zwei sondern von einem Magnet-Pol stammen (Manchester und Lyne 1977).

Die Separation der beiden Pulse wird, je nach dem Abstand der Emissionsregion vom Neutronenstern, der ja durch das in Abschnitt 11.2 beschriebene Einsetzen magnetischer Instabilitäten in der äußeren Magnetosphäre bestimmt ist, durch die unterschiedlichen Öffnungswinkel der Magnetfeldlinien verursacht. Die Tatsache, daß zwei scharf getrennte Pulse beobachtet werden, legt die Annahme nahe, daß die Emission nur auf ausgezeichneten Magnetfeldlinien stattfinden kann, nämlich in der Nähe der letzten geschlossenen Feldlinien, die die offene und die geschlossene Magnetosphäre in Form einer sich nach außen weitenden Trompete ("hollow cone") trennen. Morini (1983) hat dieses Modell erfolgreich angewandt, um die optische und Gamma-Lichtkurve des Vela-Pulsars in ein konsistentes Bild zu bringen.

Das Gebiet der letzten geschlossenen Feldlinien ist, betrachtet man die Diskussion der vorhergehenden Abschnitte, aus zwei Gründen besonders ausgezeichnet: Zum einen zieht sich in den Magnetosphären-Modellen (Abb. 29) das Vakuum-Gap an diesen Feldlinien entlang; Teilchenbeschleunigung könnte also überwiegend hier stattfinden. Außerdem ist an der Grenze der korotierenden geschlossenen Magnetosphäre die Dichte des neutralen Hintergrund-Plasmas, das zur Entstehung der Plasma- und Magnetfeld-Instabilitäten wichtig ist (siehe 12.2), höher als im offenen Teil der Magnetosphäre. In jedem Fall impliziert jedoch das Trompeten-Modell, daß nur ein Teil der vom Pulsar zur Verfügung gestellten Sekundärteilchen an der Synchrotron-Emission in den beiden Pulsen beteiligt ist.

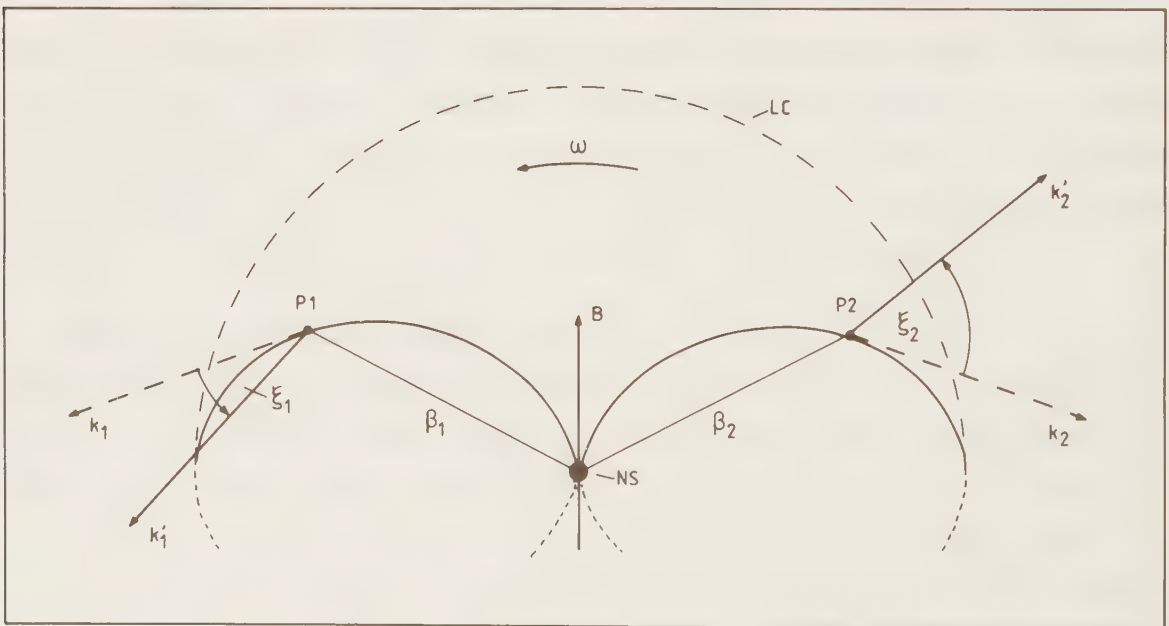


Abb. 32: Die Geometrie der Emissionsregionen

Unter der Annahme eines Dipolmagnetfeldes senkrecht zur Rotationsachse berechnete Morini (1983) die Phasenlage, zu der ein Beobachter in der Äquatorialebene einen im Abstand $\beta=r/R_{LC}$ tangential zur Feldlinie abgestrahlten Lichtblitz empfängt (siehe Abb. 32). Die Ankunftszeit ist durch die Richtung des Magnetfeldes im Punkt P, durch die relativistische Aberration ξ sowie durch die Lichtlaufzeit gegeben. Sie ist in Abb. 33 (nach Morini 1982) durch die durchgezogene Linie dargestellt. Die identische, um 180° verschobene, gestrichelte Linie gilt für den zweiten Magnetpol. Die Kurven repräsentieren die in das Phasen-Bild des Beobachters transformierten geometrischen Orte der letzten geschlossenen Feldlinien. Die Phase Null gilt für die Emission vom Polar Cap. Der von hier nach links allmählich ansteigende Ast entspricht der in Abb. 32 voranlaufenden Feldlinie mit der Emissionsregion P1. Der steil nach oben weisende zweite Ast zeigt die Phasenlage der Emissionsregion P2 in Abhängigkeit vom Radius. Die durch Punkte bezeichnete Kurve stellt eine Modifikation des Modells dar, auf die später eingegangen wird.

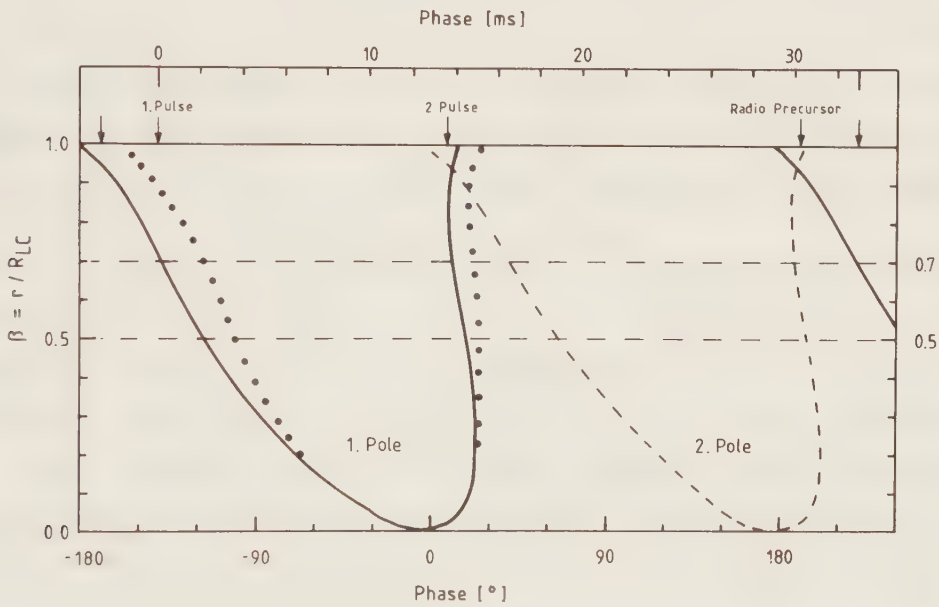


Abb. 33: Emissionsregionen des Trompeten-Modells

Aus Abb. 33 wird deutlich, daß unabhängig vom Abstand β_2 der zweite Puls P2 annähernd immer zur gleichen Phase beobachtet wird. Das liegt im wesentlichen daran, daß sich auf der nachfolgenden Feldlinie die mit β_2 wachsende relativistische Aberration und die entgegengerichtete Feldlinien-Krümmung teilweise aufhe-

ben, während die beiden Effekte auf der voranlaufenden Feldlinie in die gleiche Richtung wirken. Aus dem beobachteten Phasenabstand von 0.4 läßt sich damit für den ersten Puls der Abstand β_1 des Emissionsgebietes angeben. In sehr guter Übereinstimmung mit den in den vorhergehenden Abschnitten unabhängig bestimmten Werten ergibt sich β_1 zu etwa 0.7.

Im Gegensatz zu den konventionellen Polar-Cap Modellen, bei denen die Wahrscheinlichkeit, Strahlung von zwei verschiedenen Polen zu empfangen, sehr gering ist (etwa 6%, Manchester und Lyne 1977), wäre es beim Trompeten-Modell möglich, Doppel-Pulse bei annähernd beliebiger Orientation von Magnetfeld- und Rotations-Achse zu sehen. Es wirft sich dabei die Frage auf, warum - nimmt man das Trompeten-Modell für richtig an - nie Strahlung von zwei verschiedenen Polen beobachtet wird. Die Tatsache, daß keine Pulsare mit vier weit-separierten Komponenten beobachtet werden, deutet darauf hin, daß entweder grundsätzlich nur einer der beiden Magnetpole emittiert, oder - wie das "Slot-Gap"-Modell (Abb. 29) nahelegt - jeder Pol nur in einen Halbraum strahlt (Arons 1983).

Der Radio-Precursor des Crab ebenso wie der einzige Radio-Puls des Vela-Pulsars, die beide sehr ähnliche Eigenschaften (z.B. fast vollständige lineare Polarisation) haben, könnten nach dem Trompeten-Modell aber von der Kappe des zweiten Poles stammen (siehe auch Morini 1983).

Das Trompeten-Modell beinhaltet in der vorgestellten Form einige gravierende Vereinfachungen. Besonders die Annahme eines dipolförmigen Magnetfeldes bis zum Lichtzylinder ist eine grobe Vereinfachung. Schon im Vakuum wird das Feld eines rotierenden Dipols durch die relativistische Retardierung entgegen der Rotations-Richtung zurückgebogen (Deutsch 1955, Ferrari und Trussoni 1973). Zusätzlich wirkt das auf den Feldlinien nach außen strömende Plasma aufgrund seiner Trägheit auf das Magnetfeld zurück und verformt es entsprechend (Endean und Allen 1970) - besonders dann, wenn die Plasma-Energie vergleichbar mit der Feld-Energie wird (siehe 10.2). Sturrock (1971) ging davon aus, daß das Magnetfeld, ähnlich wie das der Sonne durch den Sonnenwind, in eine Archimedessche Spirale zurückgebogen wird, welche in der Nähe des Lichtzylinders einen Inklinationwinkel von etwa 45° aufweist. In Abb. 33 ist durch Punkte die Phasenbeziehung dargestellt die sich ergibt, wenn anstatt eines reinen Dipol-Magnetfeldes das relativistisch retardierte Feld (Deutsch 1955) benutzt wird. Es zeigt sich, daß die Änderungen relativ klein sind und die charakteristische Form

der Kurve im wesentlichen erhalten bleibt. Eine quantitative Aussage aus dem Trompetenmodell müßte aber in jedem Fall ein selbstkonsistentes Modell der Magnetosphäre voraussetzen.

Eine weitere, stark vereinfachende Annahme ist die Beschreibung der Emissionsgebiete durch Punktquellen. Die beiden Quell-Gebiete sind sicherlich sowohl in azimuthaler Richtung (Smith 1980) als auch in radialer Richtung ausgedehnt (siehe 10.3). Aufgrund der endlichen Lebenszeit gegen Synchrotron-Verluste bildet sich entlang der kritischen Feldlinien eine Linienquelle aus, die vom Einsatzzpunkt der magnetischen Instabilitäten bis maximal zum Lichtzylinder reicht. Die Schärfe der Spitze im optischen Haupt-Puls weist darauf hin, daß Teile des Emissionsgebietes dem Lichtzylinder sehr nahe sein müssen (Zheleznyakov und Shaposhnikov 1975). Die Ausdehnung der Emissionsgebiete wird das in Abschnitt 10.3 gezeigte Puls-Profil verändern und wahrscheinlich auch Asymmetrien erzeugen. Die Länge der Linienquellen hängt von der Synchrotron-Lebensdauer - also von der Energie des emittierenden Teilchens - ab, so daß im Prinzip eine Frequenzabhängigkeit der Puls-Profile und ihres Phasenabstandes beobachtet werden sollte.

Die beobachtete Frequenzabhängigkeit ist relativ klein (siehe 9); es ist deshalb möglich, daß sich die beiden vernachlässigten Effekte, nämlich die Verformung des Magnetfeldes und die Ausdehnung der Lichtquelle, in ihren Auswirkungen auf die Puls-Struktur teilweise gegenseitig aufheben.

10.6 Der Zwischenpuls und das Trompeten-Modell

Das bisher in diesem Kapitel dargestellte Modell des Crab-Pulsars zeichnet ein konsistentes Bild des beobachteten Spektrums vom Optischen zum Hochenergie-Gamma-Bereich, der allgemeinen Form und Polarisation der beiden Pulse im Optischen sowie ihrem Phasenabstand im gesamten elektromagnetischen Spektrum. Die Form der Lichtkurve im Gamma-Bereich ist ebenfalls mit dem Trompeten-Modell verträglich, während die Zwischenpulsemission und die Frequenzabhängigkeit des zweiten Pulses im Röntgenbereich in diesem Kapitel bisher noch nicht erklärt sind.

Für diese Komponente sollen im weiteren Verlauf einige qualitative Folgerungen aus dem Trompeten-Modell vorgeschlagen werden, die sich aber mangels genaue-

rer Kenntnis der wahren Vorgänge in der Magnetosphäre nur am Rande der Spekulation bewegen können. In Abb. 34 ist die Zwischenpuls-Komponente im harten Röntgenbereich noch einmal isoliert dargestellt. Dazu wurden die Lichtkurven aus dem harten Röntgenbereich und aus dem Optischen (siehe Abb. 24) auf die Amplitude des ersten Pulses normiert und voneinander subtrahiert. Bis auf einige kleinere Strukturen, welche auf die Asymmetrie der Profile zurückzuführen sind, verschwindet der erste Puls ganz. Die zusätzliche Komponente im Röntgenbereich baut sich zum zweiten Puls hin langsam auf, um dann sehr scharf abzufallen.

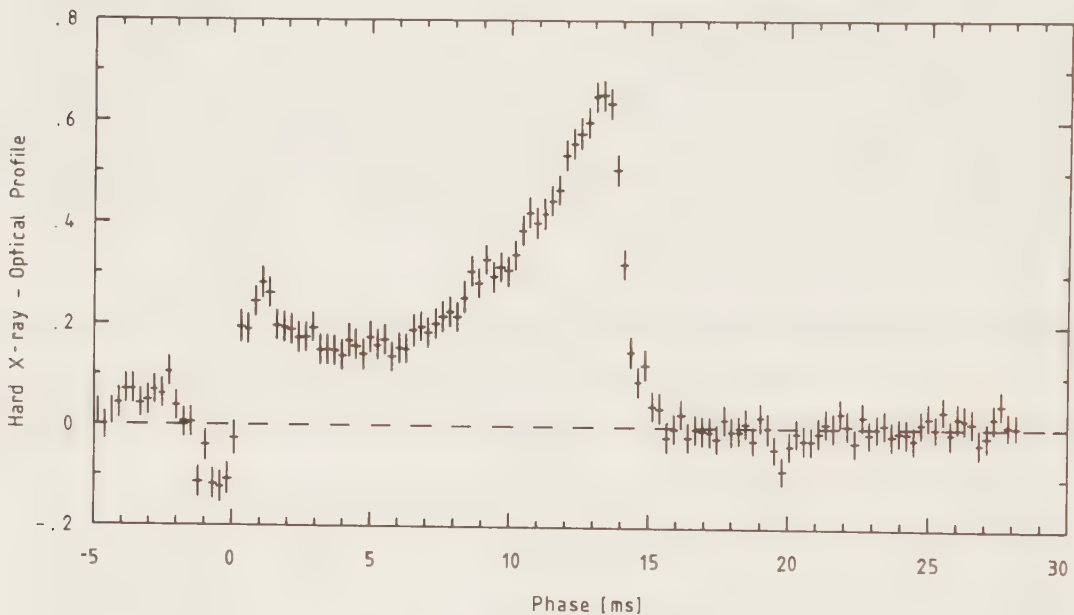


Abb. 34: Zweite Komponente der Pulsar-Emission

Die Pulsprofile aus dem harten Röntgenbereich und dem Optischen (siehe Abb. 23) wurden auf die Maximalintensität des ersten Pulses normiert und subtrahiert.

Im Lichte des Trompeten-Modelles bietet sich nun eine geometrische Interpretation dieses Phasen-Verhaltens an. Aus Abb. 33 wird deutlich, daß jegliche Quelle P_2 , die tangential zur nachlaufenden, kritischen Feldlinie abstrahlt, unabhängig vom Abstand β_2 annähernd zur selben Puls-Phase beobachtet wird, während auf der vorauslaufenden Feldlinie verteilte Quellen vom Beobachter zu verschiedenen Zeiten gesehen werden. Strahlung, die längs der kritischen Feldlinien vom Polar-Cap bis zum Instabilitätsbereich kontinuierlich in etwa konstanter Intensität

abgegeben würde, sollte sich deshalb im Zwischenpuls verteilen, im Bereich des zweiten Pulses aber aufsteilen und danach scharf abbrechen. Sie würde also in etwa das in Abb. 34 dargestellte Verhalten zeigen. Es ist anzunehmen, daß nicht nur die letzten geschlossenen Feldlinien an dieser Emission beteiligt sind, sondern der ganze geöffnete Bereich der Magnetosphäre. Qualitativ ist aber auch dann eine der Abb. 34 ähnliche Phasenabhängigkeit zu erwarten. Für jedes Paar geöffneter Feldlinien besteht eine zu Abb. 33 analoge Phasenbeziehung; die entstehenden Emissions-Muster würden sich überlagern und wiederum zu einem Aufsteilen und scharfen Abbrechen im Bereich des zweiten Pulses führen.

Zur Erklärung des Spektrums der zweiten Komponente (Abb. 27) wird ein Energieverlustprozess für die auf den offenen Feldlinien nach außen laufenden Teilchen benötigt, der im Verhältnis zur Synchrotron-Strahlung der beiden Pulse mit steigender Photonenenergie im Röntgenbereich energetisch immer wichtiger wird, um dann bei etwa 1 MeV rapide abzubrechen. Es scheint, daß Krümmungsstrahlung von hochrelativistischen Elektronen dieses Verhalten erklären kann:

Die am Polar-Cap erzeugten Teilchen laufen auf gekrümmten Feldlinien in der Magnetosphäre nach außen und senden dabei Krümmungsstrahlung aus, bis sie die Plasma-Instabilitäts-Region (siehe 10.2) bzw. den Lichtzylinder erreichen. Ein Elektron mit dem Lorentz-Faktor γ , das sich auf einer Trajektorie mit dem Radius R_C bewegt, sendet Krümmungsstrahlung der Frequenz ν_C aus:

$$\nu_C = 2.1 \cdot 10^9 \gamma^3 R_C^{-1} \quad (\text{Hz}) \quad (22)$$

Für ein reines Dipol-Magnetfeld ist der über die letzte geschlossene Feldlinie gemittelte Krümmungsradius beim Crab-Pulsar etwa 10^8 cm . Die Elektronen, die nach Abschnitt 10.2 im Optischen Synchrotronstrahlung aussenden, haben Lorentzfaktoren von etwa 400 und strahlen damit nach Gleichung (22) Krümmungsstrahlung im Radiobereich aus, während die höchstenergetischen, aus dem Gamma-Bereich des Pulsar-Spektrums abgeleiteten Elektronen mit Lorentzfaktoren von etwa 10^7 (siehe 10.2) Photonen der Energie 30 MeV abgeben, also in der Nähe des für die zweite Komponente der Pulsaremission beobachteten Bruches (siehe Abb. 27). Die Lebensdauer gegen Krümmungs-Strahlungs-Verluste ist durch folgende Gleichung gegeben:

$$t_{1/2} = 1.5 \cdot 10^2 \gamma^{-3} R_C^2 \quad (\text{sec}) \quad (23)$$

Sie ist für die Elektronen der niedrigen Energien sehr groß ($t_{1/2}=2.5 \cdot 10^{10}$ sec für $\gamma=400$), wird aber für die Elektronen der höchsten Energien vergleichbar mit der Zeit, die sie benötigen, um entlang der Magnetfeldlinien zum Lichtzylinder zu laufen ($t_{1/2}=3.9 \cdot 10^{-3}$ sec für $\gamma=7.3 \cdot 10^6$). Die Magnetosphäre ist also für Teilchen mit Energien wesentlich größer als 10^{12} eV undurchlässig.

Im Folgenden soll nun die relative Intensität der beiden Strahlungsprozesse abgeschätzt werden. Unter der Annahme von $B=10^6$ G, $\psi=3 \cdot 10^{-3}$ und $R_c=10^8$ cm gibt Tabelle XXI für Synchrotron- bzw. Krümmungsstrahlung von jeweils 1 MeV Photonenenergie die für die relativistischen Elektronen benötigten Lorentz-Faktoren und die zugehörige Lebensdauer gegen Strahlungsverluste an. Aus diesen beiden Größen läßt sich die je Teilchen abgestrahlte Energie sowie in grober Näherung die Anzahl der resultierenden 1 MeV Photonen berechnen. Unter der Annahme, daß beide Strahlungskomponenten durch die gleiche Elektronenverteilung $N(\gamma)=N_0 \cdot \gamma^{-s}$ ($s=2.4$) erzeugt werden, ergeben sich die relativen Intensitäten.

Tabelle XXI: Synchrotron- und Krümmungsstrahlung bei 1 MeV

Strahlungsart	Synchrotron	Krümmungsstrahlung
Photonenenergie	1 MeV	1 MeV
Frequenz	$2.4 \cdot 10^{20}$ Hz	$2.4 \cdot 10^{20}$ Hz
Lorentzfaktor	$2.6 \cdot 10^5$	$2.3 \cdot 10^6$
Lebensdauer	$2.2 \cdot 10^{-4}$ sec	0.123 sec
Energieverlust pro Teilchen	$1.3 \cdot 10^{11}$ eV	$7.9 \cdot 10^{10}$ eV
1 MeV Photonen pro Teilchen	$1.3 \cdot 10^5$	$7.9 \cdot 10^5$
Anzahl Elektronen ($N_0 \cdot \gamma^{-2.4}$)	$N_0 \cdot 1.0 \cdot 10^{-13}$	$N_0 \cdot 5.7 \cdot 10^{-16}$
Gesamte 1 MeV Photonen	$N_0 \cdot 1.3 \cdot 10^{-8}$	$N_0 \cdot 4.5 \cdot 10^{-11}$
Relative Intensität	280	1

Aus Tabelle XXI wird deutlich, daß für die hier getroffenen Annahmen über Krümmungsradius, Magnetfeld und Pitchwinkel die Krümmungsstrahlung bei 1 MeV etwa um einen Faktor 280 schwächer sein sollte als die in den beiden Instabilitätsgebieten erzeugte Synchrotron-Strahlung. Das Transversal-Magnetfeld $B \cdot \sin$ in den Synchrotron-Emissionsregionen kann nicht sehr von dem angenommenen abweichen, falls die Interpretation des Knicks bei 40 keV im Pulsar-Spektrum als Synchrotron-Lebensdauer-Knick richtig ist ($\nu_c \sim B_{\perp}^{-3}$, siehe 10.2). Weicht die Magnetfeldkonfiguration stark von einem Dipol-Feld ab, was zumindest in der Nähe des Lichtzylinders erwartet wird, so könnte der mittlere Krümmungsradius

R_c kleiner und die Krümmungsstrahlung etwas effizienter sein. Allein aus der Annahme anderer physikalischer Parameter ist aber der große Intensitätsunterschied zwischen der durch Krümmungsstrahlung vorausgesagten und der tatsächlich beobachteten Intensität der zweiten Komponente nicht zu erklären. Dies gilt jedoch nur, falls die gleiche Elektronenverteilung für Synchrotron- und Krümmungsstrahlung verantwortlich ist. Ein derart großer Faktor wird jedoch plausibel, wenn man sich vor Augen führt, daß an der zweiten Emissionskomponente die in der gesamten geöffneten Magnetosphäre vorhandenen Teilchen beitragen können, während die Synchrotron-Strahlung aus den Instabilitätsgebieten nur von den Teilchen in der Nähe der letzten geschlossenen Feldlinien stammt. Dabei ist zu berücksichtigen, daß der Krümmungsradius im Trichter der Trompete im Mittel größer ist als auf deren Wänden. Die Krümmungsstrahlung ist deshalb dort etwas weniger effektiv. Das Intensitätsverhältnis der beiden Strahlungsprozesse ist in diesem Modell ein indirektes Maß für den Quotienten aus der Gesamtzahl der vom Pulsar zur Verfügung gestellten Teilchen und der Anzahl der in den Instabilitätsgebieten strahlenden.

Aus energetischen Gründen sind jedoch dieser Zahl Grenzen gesetzt: In der zweiten Komponente strahlt der Pulsar einige 10^{36} erg/sec, also einen großen Teil seiner Gesamt-Leuchtkraft ab. Im Energiebereich 80keV-1MeV, also im Maximum der Luminosität der zweiten Komponente, ist die Effektivität der Krümmungsstrahlung etwa 4% ($R_c=10^8$ cm), so daß die gesamte Energie der Teilchen, die Krümmungsstrahlung aussenden, annähernd 10^{38} erg/sec betragen müßte; einen signifikanten Teil des Energieverlustes durch Rotationsbremsung ($5 \cdot 10^{38}$ erg/sec).

Eine Unterstützung findet das hier vorgeschlagene Zwei-Komponenten-Modell durch die gemessenen Spektren: Einer allgemeinen Ableitung von Rybicki und Lightman (1979) folgend, sollte sich für die Krümmungsstrahlung einer Elektronenverteilung der Form $N(\gamma)=N_0 \cdot \gamma^{-s}$ ein Potenzgesetz mit dem Spektralindex $-(s-1)/3$ ergeben, solange Strahlungsverluste vernachlässigbar sind. Im Vergleich zum Synchrotron-Spektrum mit dem Index $-(s-1)/2$ ist das Krümmungsstrahlungsspektrum also etwas flacher. Im Energiebereich unterhalb 40keV sind nach der bisherigen Diskussion für beide Prozesse Strahlungsverluste zu vernachlässigen (siehe oben und 10.2). Für den Elektronenindex $s=2.4$ sollte der Unterschied der Spektralindices 0.23 betragen - in guter Übereinstimmung mit dem Wert 0.31 ± 0.08 für den Röntgenbereich (Abb. 27).

Qualitativ ist die Annahme der Krümmungsstrahlung von Elektronen, die entlang der offenen Feldlinien durch die Magnetosphäre fliegen, als Erklärung für die zusätzliche Pulsar-Komponente im Röntgenbereich sowohl mit dem beobachteten Phasenverhalten als auch mit der spektralen Abhängigkeit konsistent. Um die beobachtete Intensität zu erklären, sind jedoch wesentlich mehr Teilchen erforderlich als für die Synchrotron-Strahlung der beiden Pulse verantwortlich sind - ein Umstand, der neues Licht auf die Geometrie der Magnetosphäre und auf die Wechselwirkung des Pulsars mit dem ihn umgebenden Nebel werfen könnte. Das in diesem Kapitel entworfene theoretische Bild des Crab-Pulsars ist aber vor allem deshalb attraktiv, weil sich ohne die Annahme zusätzlicher emittierender Komponenten die beobachteten Phänomene quasi-selbstkonsistent aus den Energieverlustprozessen für die auf den Magnetfeldlinien nach außen laufenden Teilchen verstehen lassen.

11. Literaturverzeichnis

- Angel, J. R. P., D. Hegyi and J. D. Landstreet (1971), IAU Symp., 46, 157.
- Apparao, K. M. V. (1973). Astrophys. Space Sci., 25, 3.
- Arons, J. and E. T. Scharleman (1979). Ap. J., 231, 854
- Arons, J. (1984). presented at the COSPAR/IAU Symposium in Pamporovo/Bulgaria, 18.-23. July 1983. to appear in Adv. in Space Sci.
- Ayasli, S. and H. Ögelman (1980). Ap. J., 237, 227.
- Ayre, C. A., P. N. Bhat, Y. Q. Ma, R. M. Myers and M. G. Thompson (1983). 18th International Cosmic Ray Conference, Bangalore, India, Vol. 1, XG Sessions, 70.
- Backer, D. C., S. R. Kulkarni, C. Heiles, M. M. Davis, W. M. Goss (1982). Nature, 300, 615
- Benford G. (1975). Ap. J., 213, 854.
- Bevington, P. R. (1969). Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, (New York: McGraw Hill).
- Bhat, P. N., S. K. Gupta, P. V. Ramana Murthy S. C. Tonwar and P. R. Vishwanath (1983). 18th International Cosmic Ray Conference, Bangalore, India, Vol. 1, XG Sessions, 141.
- Bickert, K. (1979). Eine Monte Carlo Simulation für Röntgenballontelekope, Diplomarbeit TU München.
- Blandford, R. and S. A. Teukolsky (1976). Ap. J., 205, 580.
- Bolton, J. G. and G. J. Stanley (1949) Austr. J. Sci. Res., 2A, 139.
- Bowyer, S. E. T. Byram, T. A. Chubb and H. Friedman (1964). Nature, 201, 1307.
- Bradt, H., S. Rappaport, W. Mayer, R. E. Nather, B. Warner, M. McFarlane and J. Kristian (1969). Nature, 222, 728.
- Campbell, J. L. and L. A. McNelles (1975). Nucl. Instr. and Meth., 125, 205.
- Cheng, A. F. and M. A. Ruderman (1977). Ap. J., 216, 865.
- Cipolla, S. J. and W. J. Gallagher (1979). Nucl. Instr. and Meth., 161, 161.
- Clark, D. H. and F. R. Stephenson (1977). The Historical Supernovae, Pergamon Press, Oxford.
- Clemente, M. (1977). Aufbau und Test eines Phoswich-Szintillationszählers für röntgenastronomische Beobachtungen, Diplomarbeit TU München.
- Cocke, W. J., M. J. Disney and D. J. Taylor (1969). Nature, 221, 525.

- Daugherty J. K. and A. K. Harding (1982). Ap. J., 252, 337.
- Deutsch, A. J. (1955). Annales d'Astrophysique, 18, 1.
- Dombrowsky, V. A. (1954). D. A. N., 94, 21.
- Endean, V. G.. and J. E. Allen (1970). Nature, 228, 348.
- Epstein, R. I. (1973). Ap. J., 183, 593.
- Erber, T. (1966). Rev. mod. Phys., 38, 626.
- Fairchild CCD 221 488x380 Element Array Data Sheet, August 1980.
- Ferguson, D. C. (1971). Nature Phys. Sci., 234, 86.
- Ferguson, D. C. (1973). Ap. J., 183, 977.
- Ferguson, D. C., W. J. Cocke and T. Gehrels (1974). Ap. J., 190, 375.
- Ferguson, D. C. (1979). Nature, 278, 331.
- Ferrari, A. and E. Trussoni (1973). Astrophys. Space Sci., 24, 3.
- Fishman, G. J., F. R. Harnden and R. C. Haymes (1969). Ap. J. (Letters), 156, L107.
- Forman, W., R. Giacconi, C. Jones, E. Schreier and H. Tananbaum (1974). Ap. J. (Letters), 193, L67.
- Fritz, G., R. C. Henry, F. J. Meekins, T. A. Chubb and H. Friedman (1969). Science, 164, 709.
- Gibson, A. I., A. B. Harrison, I. W. Kirkman, A. P. Lotts, J. H. Macrae, K. J. Orford, K. E. Turver and M. Walmsley (1982). Nature, 296, 833.
- Ginzburg, V. L. and S. I. Syrovatskii (1964) in The Origin of Cosmic Rays, Pergamon Press (Oxford).
- Götz, E. (1981). Aufbau und Test eines Omega Navigationssystems für das Ballon-Röntgenexperiment, Diplomarbeit Universität Tübingen.
- Gold, T. (1968) Nature, 218, 731.
- Gold, T. (1969) Nature, 221, 25.
- Goldreich, P. and W. H. Julian (1969). Ap. J., 157, 869.
- Gowyer, J. F. R. and E. Argyle (1972). Ap. J. (Letters), 171, L23.
- Graser, U. (1982). Abbildung des Antizentrums der Galaxie im Lichte von MeV-Gammastrahlung und Suche nach Gamma Emission von Radiopulsaren, Dissertation TU München
- Graser, U. and V. Schönfelder (1982). Ap. J., 263, 677.
- Grindlay, J. E., H. F. Helmken and T. C. Weekes (1976)., Ap. J., 209, 592.

- Halloway, N. J. (1973) Nature Phys Sci., 246, 6.
- Hameury, J.M., D. Boclet, Ph. Durouchoux, T. Cline, W. Paciesas, B. Teegarden, J. Tueller and R. Haymes (1981). Conference Papers. 17th International Cosmic Ray Conference Paris, Vol.1, Xg Session, 21.
- Hameury, J.M., D. Boclet, Ph. Durouchoux, T. Cline, W. Paciesas, B. Teegarden, J. Tueller and R. Haymes (1983). Ap. J., 270, 144.
- Hansen, J. S., J. C. McGeorge, D. Nix, W. D. Schmidt-Ott, I. Unus and R. W. Fink (1973). Nucl. Inst. and Meth., 106, 365.
- Hardee, P. E. and W. K. Rose (1974). Ap. J. (Letters), 194, L34.
- Hardee, P. E. (1979), Ap. J., 227, 958.
- Hasinger G., W. Pietsch, C. Reppin, J. Trümper, W. Voges, E. Kendziorra and R. Staubert (1982). Accreting Neutron Stars. Proceedings, Brinkmann and Trümper, (eds.) (Garching: MPE-177), 130.
- Hasinger G., W. Pietsch, C. Reppin, J. Trümper, W. Voges, E. Kendziorra and R. Staubert (1984). to appear in Adv. in Space Sci.
- Hegyi, D., R. Novick and P. Thaddeus (1971). in IAU Symposium No. 46: The Crab Nebula Smith and Davies (eds.) (Dordrecht: Reidel Publishing Co.), 129
- Heiles, C., D. B. Campbell and J. M. Rankin (1970)., Nature, 226, 529.
- Heiles, C. and J. M. Rankin (1971). Nature Phys. Sci., 231, 97.
- Helfand, D. J. (1980). in Pulsars, Sieber and Wielebinski, (eds.), 343.
- Helmken, H. F. (1975). Proc. 14th International Cosmic Ray Conference, Munich, OG3-10, 128.
- Hewish, A., S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. E. Scott and R. A. Collins (1968). Nature, 217, 709.
- Hillier, R. R., W. R. Jackson, A. Murray, R. M. Redfern and R. G. Sale (1970). Ap. J. (Letters), 162, L177.
- Horowitz, P., C. Papalios and N. P. Carleton (1972). Ap. J. (Letters), 172, L51.
- Hueter, G. J. and D. E. Gruber (1982). Accreting Neutron Stars, 213.
- Israel, H. I., D. W. Lier and E. Storm (1971). Nucl. Inst. and Meth., 91, 141.
- Jacobson, A. S., G. W. Bishop, G. W. Culp, L. Jung, J. B. Mahoney and J. B. Willet (1975) Nucl. Instr. and Meth., 127, 115.
- Jones, D. H. P., F. G. Smith and J. E. Nelson (1980). Nature, 283, 50.
- Jones, D. H. P., F. G. Smith and P. T. Wallace (1981). Mon. Not. R. astr. Soc., 196, 943.

- Kahabka, P. (1983). Ein analytisches Spektrumreduktionsverfahren für Röntgenballontelekope, Diplomarbeit TU München
- Kanbach, G. et al. (Caravane Collaboration) (1980). Astr. Astrophys., 90, 163.
- Kardashev, N. S. (1962). Sovjet Astronomy AJ, 6, 317.
- Kendziorra, E., Laux, F. und Staubert, R. (1981). Mitt. der Astr. Ges., 54, 173.
- Kestenbaum, H. L., W. Ku, R. Novick and R. S. Wolff (1976). Ap. J. (Letters), 203, L57.
- Knight, F. K. (1981). X-ray and γ -ray Observations of Pulsed Emission from Radio Pulsars, Dissertation UCSD.
- Knight, F. K. (1982). Ap. J., 260, 538.
- Knight, F. K. (1983). Positron-Elektron-Pairs in Astrophysics, AIP Conference Proceedings, 101, 141.
- Kristian, J. (1971). in IAU Symposium No. 46, 87.
- Kristian, J. (1978). BAAS, 10, 425.
- Kundt, W. and E. Krotscheck (1980). Astron. Astrophys., 83, 1.
- Lampton, M., B. Margon and S. Bowyer (1976). Ap. J., 208, 177.
- Leventhal, M., C. MacCallum and A. Watts (1977). Ap. J., 216, 491.
- Li, T. and Y. Ma (1983) 18th International Cosmic Ray Conference, Bangalore, India, Vol. 1, XG Sessions, 76.
- Lichti, G. G., et al. (Caravane Collaboration) (1980). Non Solar Gamma Rays (COSPAR), Cowsik and Wills, (eds). (Oxford: Pergamon Press), 49.
- Ling, J. C., W. A. Mahoney, J. B. Willet and A. S. Jacobson (1979). Ap. J., 231, 896.
- Linscott I. R. and T. H. Hankins (1980). Bull. Am. Astr. Soc., 12, 820.
- Long, J. L., O. T. Tümer, A. D. Zych and R. S. White (1983). 18th International Cosmic Ray Conference, Bangalore, India, Vol. 1, XG Sessions, 100.
- Machabeli, G. Z. and V. V. Usov (1979). Pis'ma V. Astr. Zh., 5, 445.
- Mahoney, W. A., J. C. Ling and A. S. Jacobson (1983). JPL preprint.
- Manchanda, R. K., A. Bazzano, C. D. La Padula, V. F. Polcaro and P. Ubertini (1982). Ap. J., 252, 172.
- Manchester, R. N., E. Tademaru, J. H. Taylor and G. R. Huguenin (1973). Ap. J., 185, 951.
- Manchester, R. N. and A. G. Lyne (1977). MNRAS, 181, 761.
- Manchester, R. N. and J. H. Taylor (1977) Pulsars, (San Francisco: W.H.Freeman and Company).

- Manchester, R. N. (1978) Proc. ASA, 3, 200.
- Mayer, C. H., T. McCullough and R. Sloanaker (1957). Ap. J., 126, 468.
- Mazets, E. P., S. V. Golenetskii, R. L. Aptekar, Yu. A. Gur'yan and V. N. Il'inskii (1981). Nature, 290, 378.
- McCrea, W. H. (1972). MNRAS, 157, 359.
- Meidav, M. and D. Sadeh (1981) Astron. Astrophys., 103, 367.
- Michel, F. C. (1974). Ap. J., 192, 713.
- Michel, F. C. (1982). Rev. Mod. Phys., 54, 1.
- Morini, M. (1981). Astrophs. Space Sci., 79, 203.
- Morini, M. (1983). MNRAS, 202, 495.
- Neugebauer, G. E. E. Becklin, J. Kristian, R. B. Leighton, G. Snellen and J. Westphal (1969). Ap. J. (Letters), 156, L115.
- Novick, R., M. C. Weisskopf, R. Berthelsdorf, R. Linke and R. S. Wolff (1972). Ap. J. (Letters), 174, L1.
- Oke, J. B. (1969). Ap. J. (Letters), 156, 49.
- Ostriker, J. P. and J. E. Gunn (1969). Ap. J., 157, 1395.
- Pacini, F. (1967) Nature, 216, 567.
- Pacini, F. (1971) Ap. J. (Letters), 163, L17.
- Pacini, F. and M. Salvati (1983). submitted to Ap. J.
- Penny, A. J. (1982). MNRAS, 198, 773.
- Pietsch, W. (1976) Beobachtungen an den Röntgendoppelsternen der Cygnusregion im Energiebereich 30-150 keV, Dissertation Universität Tübingen.
- Pravdo, S. H., R. W. Bussard, R. H. Becker, E. A. Boldt, S. S. Holt and P. J. Serlemitsos (1978). Ap. J., 225, 988.
- Pravdo, S. H., N. E. White, E. A. Boldt, S. S. Holt, P. J. Serlemitsos, J. H. Swank and A. E. Szymkowiak (1979)., Ap. J., 231, 912.
- Pravdo S. H. and P. J. Serlemitsos (1981). Ap. J., 246, 484.
- Pravdo, S. H. and R. W. Bussard (1981). Ap. J. (Letters), 246, L115.
- Proctor, R., W. Pietsch and C. Reppin (1982). Nucl. Instr. and Meth., 197, 477.
- Reppin, C., W. Pietsch, J. Trümper, W. Voges, E. Kendziorra and R. Staubert (1978). in European Sounding-Rocket, Balloon and Related Research with Emphasis at High Latitudes, (ESA SP-135), 293.
- Rose, L. A., S. H. Pravdo, L. J. Kaluzienski, F. E. Marshall, S. S. Holt, E. A. Bolt, R. Rothschild and P. J. Serlemitsos (1979) Ap. J., 231, 919.

- Ruderman, M. A. and P. G. Sutherland (1975). Ap. J., 196, 51.
- Ruderman, M. A. (1978). Ann. NY Acad. Sci., 336, 409.
- Rybicki, G. B. and A. P. Lightman (1979). Radiative Processes in Astrophysics, Wiley, New York.
- Ryckman, S. G., G. R. Ricker, A. Scheepmaker, J. E. Ballintine, J. P. Doty, P. M. Downey and W. H. G. Lewin (1977). Nature, 266, 431.
- Scharleman, E. T., Arons, J. and Fawley (1978). Ap. J., 222, 297.
- Schönfelder, V. (1983). Adv. in Space Res., 3, 59.
- Schwartz, R., R. P. Lin, R. Pelling and K. Hurley (1980), BAAS, 12, 542.
- Shabad, A. E. and V. V. Usov (1982). Nature, 295, 215.
- Shklovsky, I. S. (1970). Ap. J. (Letters), 159, L77.
- Silver, E. H., M. C. Weisskopf, H. L. Kestenbaum, R. Novick and R. S. Wolff (1978) Ap. J., 225, 221.
- Smith, F. G. (1970). MNRAS, 149, 1.
- Smith, F. G. (1971). MNRAS, 154, 5P.
- Smith, F. G. (1977). in Pulsars, Cambridge University Press, London.
- Smith, F. G., M. J. Disney, K. F. Hartley, D. H. P. Jones, D. J. King, G. B. Wellgate, R. N. Manchester, A. G. Lyne, W. M. Goss, P. T. Wallace, B. A. Peterson, P. G. Murdin and I. J. Danziger (1978). MNRAS, 184, 39P.
- Smith, F. G. (1980). in Pulsars, Sieber and Wielebinski, (eds.), 221.
- Spohn, G. (1982). Auswertung von Ballon-Röntgenbeobachtungen des Crab-Pulsars, Seminararbeit Universität Tübingen.
- Staelin D. H. and E. C. Reifstein (1968). Science, 162, 1481.
- Strickman, M. S., W. N. Johnson and J. D. Kurfess (1979). Ap. J. (Letters), 230, L15.
- Strickman, M. S., J. D. Kurfess and W. N. Johnson (1982). Ap. J. (Letters), 253, L23.
- Stumpff, P. (1979). Astron. Astrophys., 78, 229.
- Stumpff, P. (1980). Astron. Astrophys. Supplement, 41, 1.
- Sturrock, P. A. (1971). Ap. J., 164, 529.
- Tademaru, E. (1973). Ap. J., 183, 625.
- Theinhardt, J. (1981). Rotations-Modulations-Phoswich: Entwurf eines abbildenden Systems für den harten Röntgenbereich (oberhalb 20 keV), Diplomarbeit Universität Tübingen.

- Toor, A. and F. D. Seward (1977). Ap. J., 216, 560.
- Trimble, V. (1968). Astron. J., 73, 535.
- Trümper, J. (1970). Astrophys. Letters, 5, 271.
- Trümper, J., W. Pietsch, C. Reppin, B. Sacco, E. Kendziorra and R. Staubert (1977). Ann. NY Acad. Sci., 302, 538.
- Trümper, J., W. Pietsch, C. Reppin, W. Voges, R. Staubert and E. Kendziorra (1978). Ap. J. (Letters), 219, L105.
- Vischer, N. (1982). Eine CCD-Sternkamera für das Röntgen-Ballonexperiment, Diplomarbeit Universität Tübingen.
- Vishwanath, P. R. (1984) to appear in Adv. in Space Sci.
- Voges, W., W. Pietsch, C. Reppin, J. Trümper, E. Kendziorra and R. Staubert (1982). Ap. J., 263, 803.
- Wallace, P. T., B. A. Peterson, P. G. Murdin, I. J. Danziger, R. N. Manchester, A. G. Lyne, W. M. Goss, F. G. Smith, M. J. Disney, K. F. Hartley, D. H. P. Jones and G. W. Wellgate (1977). Nature, 266, 692.
- Warner, B., R. E. Nather and M. MacFarlane (1969). Nature, 222, 233.
- Weisskopf, M. C., E. H. Silver, H. L. Kestenbaum, K. S. Long and R. Novick (1978). Ap. J. (Letters), 220, L117.
- Wheaton, W. A., J. P. Doty, F. A. Primini, B. A. Cooke, C. A. Dobson, A. Goldman, M. Hecht, J. A. Hoffman, S. K. Howe, A. Scheepmaker, E. Y. Tsiang, W. H. G. Lewin, J. L. Matteson, D. E. Gruber, W. A. Baity, R. Rothschild, F. K. Knight, P. Nolan and L. E. Peterson (1979) Nature, 282, 240.
- Wills, R. D., et al. (1982). Nature, 296, 723.
- Wilson, R. B. and G. J. Fishman (1983). Ap. J., 269, 273.
- Zheleznyakov, V. V. (1971). Astrophys and Space Sci., 13, 87.
- Zheleznyakov, V. V. and V. E. Shaposhnikov (1972). Astrophys. and Space Sci., 18, 166.

Danksagung

Zum Gelingen dieser Arbeit haben viele Leute wesentlich beigetragen. Ich danke herzlich

meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. J. Trümper für seine großzügige Unterstützung, sein stetes Interesse und fruchtbare wissenschaftliche Diskussionen,

Herrn Dr. W. Pietsch für die liebevolle, intensive Betreuung und konstruktive Kritik,

Herrn Dr. C. Reppin für sei offenes Ohr in allen experimentellen Fragen,

Herrn Dipl. Phys. W. Voges für so manche Hilfe beim Programmieren und bei der Bewältigung des Datenmaterials,

der harten Röntgengruppe der Universität Tübingen, insbesondere den Herren Dr. E. Kendziorra, Dr. habil. R. Staubert, J. Krämer und H. Böttcher, für die freundliche Aufnahme in die Kollaboration und die gute Zusammenarbeit,

Herrn Dr. R. Proctor für die vertrauensvolle Überantwortung des Halbleiter-Detektor-Systems (seines "Babys") und der zugehörigen Auswertprogramme,

Herrn Prof. Dr. H. Ögelman und Herrn Dr. G. Morfill für fruchtbare Diskussionen über die Pulsar-Theorie,

Herrn G. Wölfl und Herrn N. Huber I. für die Unterstützung bei der Konstruktion und Mechanik der TV-Sternkamera,

Den Herren N. Huber II., K. Wegwerth und F. Schrey für Rat und Tat beim Bau der Elektronik für die Sternkamera,

meinen Zimmergenossen Dr. A. Jain, Dipl. Phys. P. Kahabka und Dipl. Phys. N. Gradmann für die angenehme Atmosphäre und anregende Gespräche

den Herren Dr. H. Steinle und Dipl. Phys. E. Götz für ihren Beitrag zur Ballonkampagne 1981,

Dr. A. Scheepmaker und der Cosmic-Ray Working Group der Universität Leiden für die Bereitstellung des Ballons im Flug 1981,

dem Personal des Ballonstart-Unternehmens NCAR für die Durchführung des erfolgreichen Ballonfluges 1981 in Palestine/Texas,

und last not least meiner Frau für die familiäre Basis und die fachmännische Durchsicht meines Manuskripts sowie meinem Sohn Oliver dafür, daß er mich durch ständiges Zupfen am Hosenbein immer daran gemahnt hat, möglichst bald fertig zu werden.

Lebenslauf

von Günther Hasinger

- 28.4.1954 geboren als erstes von drei Kindern des Arztehepaares
Dr. Florian und Dr. Margarethe Hasinger
- 1961-1964 Grundschulen in Gräfelfing, München-Neuaubing und
Unterpfaffenhofen
- 1964-1973 Besuch des Max-Planck-Gymnasiums in München-Pasing
- 6.1973 Abitur
- 1973-1975 Zivildienst an der chirurgischen Klinik der Universität
München
- 1975-1979 Studium der Physik an der Universität München
- 1979-1980 Diplomarbeit am Max-Planck-Institut für extraterrestrische
Physik in Garching: "Die Streuung von Röntgenstrahlen an
polierten Oberflächen", betreut von Prof. Dr. J. Trümper
- 8.1980 Diplomhauptprüfung in Physik an der Universität München
- 1981-1983 Doktorarbeit am Max-Planck-Institut für extraterrestrische
Physik in Garching: "Beobachtung des Crab im harten
Röntgenlicht" unter Anleitung von Prof. Dr. J. Trümper
- 7-11.1981 Ballonkampagne nach Palestine/Texas in Zusammenarbeit mit
dem Astronomischen Institut der Universität Tübingen
- 9-11.1982 Ballonkampagne nach Uberaba/Brasilien in Zusammenarbeit
mit dem Astronomischen Institut der Universität Tübingen
- 27.5.1983 Eheschließung mit Barbara Kreiß

